

Selbstkonsistente Windmodelle

In diesem Kapitel wollen wir erstmalig Modelle strahlungsdruckgetriebener Winde heißer Sterne vorstellen, bei denen die Linienstrahlungsbeschleunigung in Abhängigkeit von *lokalen* physikalischen Bedingungen berechnet worden ist. Das heißt, wir geben die Näherung global gültiger force multiplier-Parameter auf und berechnen diese selbstkonsistent mit der Hydrodynamik.

Dazu gehen wir in Abschnitt 8.1 auf numerische Gesichtspunkte bezüglich selbstkonsistenter Simulationen ein. In Kap. 8.2 fassen wir die wichtigsten Erfahrungen mit selbstkonsistenten 1-D Windmodellen zusammen, um dann in Kap. 8.3 anhand selbstkonsistenter 2-D Modelle die physikalischen Konsequenzen für die Windstruktur bei verschiedener stellarer Effektivtemperatur und Bestrahlung zu untersuchen. Im Sinne eines Ausblickes stellen wir in Kap. 8.4 ein exploratives Modell für einen B[e]-Sternwind vor.

Kap. 8.5 gibt eine Zusammenfassung über die wichtigsten Ergebnisse.

8.1 Spezifische numerische Aspekte

In Ergänzung zu den in Kap. 6.4 beschriebenen numerischen Gesichtspunkten seien noch einige Details bezüglich der Berechnung *selbstkonsistenter* Modelle erwähnt.

Wahl der Gitter und benötigte Rechenzeiten. Im Gegensatz zu den Modellen mit globalen, zeitlich unveränderlichen force multiplier-Parametern gestatten wir nun im Laufe der hydrodynamischen Entwicklung die Adaption der force multiplier-Parameter $k_{\text{CAK}}(\vec{r}, t)$, $\alpha(\vec{r}, t)$, $\delta(\vec{r}, t)$ an die Strömung. Das bedingt eine zusätzliche Zeitabhängigkeit der Linienstrahlungsbeschleunigung $\vec{g}^{\text{lines}}(\vec{r})$, die ohnehin schon eine Funktion der hydrodynamischen Variablen ($\vec{v}(t)$, $\rho(t)$) sowie $[\vec{n} \cdot \nabla (\vec{n}\vec{v})](t)$ ist. Da die Parameter k_{CAK} , α , δ für alle Co-Breiten Θ separat durch das in Kap. 4.5.6 beschriebene Fitverfahren bestimmt werden, sind sie an die Größen $M(\Theta = \text{const.}, r)$ im gesamten radialen Fit-Bereich (typischerweise bis zu 6...8 Sternradien) gekoppelt. Um eine Konvergenz des Verfahrens in vertretbarer Rechenzeit zu erlauben, haben wir uns in den 2-D Rechnungen auf ein Gitter von zehn radialen Stützstellen im Bereich $r = R_*(\Theta) \dots 6 R_*(\Theta)$ beschränkt.¹ Wenn die anfänglich an der Windbasis entstandenen Störungen über $r > 6 R_*$ hinaus advektiert worden sind, konvergieren die force multiplier(-Parameter) auf einen stationären Wert.

Die typischen Rechenzeiten für die aufwendigsten Modelle (B-Überriesenwinde mit $r_{\text{max}} = 12 \dots 14 R_*$, $R_* \lesssim 60 R_{\odot}$) betragen bei 400 Mflops und $4 \cdot 10^6$ s physikalischer Laufzeit $\lesssim 100$ CPU-Stunden, und das Programm benötigt in seiner allgemeinsten Form einen Rechenspeicher von $\lesssim 400$ MB.

¹Unser Standardgitter ist durch $r/R_*(\Theta) = \{1.022, 1.034, 1.046, 1.125, 1.25, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0, 6.0\}$ gegeben.

Wie Testrechnungen gezeigt haben, erstreckt sich dieses Gitter über einen für unsere Zwecke genügend großen Radiusbereich. Weiter außen liegende, zusätzliche Stützstellen führen allenfalls zu marginalen Änderungen in v_{∞} .

Modellatmosphären. Zur Beschreibung der Flußverteilungen F_ν verwenden wir von N. Przybilla berechnete planparallele Kurucz-Modellatmosphären im LTE (Kurucz 1979, 1992). Diese stellen in dem von uns vorrangig untersuchten Temperaturbereich $T_{\text{eff}} \approx 20000$ K und nicht zu niedrigen Werten von $\log g$ eine realistische Beschreibung photosphärischer Flüsse dar.

Bei großen Werten von T_{eff} ($T_{\text{eff}} \approx 40000$ K) ist ihre Verwendung nicht unproblematisch, da in diesem Temperaturbereich das HeII-Kontinuum kurzwellenlängig von 228 \AA im Wind optisch dick wird (siehe Kap. 8.3.3, S. 203).

Bei niedrigen Werten von $\log g$ ist es möglich, daß dieses Atmosphärengitter oberhalb einer bestimmten Temperatur $T_{\text{eff,max}}$ nicht vollständig ist, da die entsprechenden Atmosphären aus Stabilitätsgründen nicht mehr berechnet werden können (aufgrund des Strahlungsdruckes ist für $T_{\text{eff}} > T_{\text{eff,max}}$ die Aufrechterhaltung einer hydrostatischen Schichtung nicht mehr gewährleistet). In solchen Fällen verwenden wir diejenigen Atmosphären, die bei gegebener Effektivtemperatur beim kleinstmöglichen Wert für $\log g$ noch stabil sind. Diese Problematik tritt allerdings nur bei sehr schnell rotierenden O-/B-Überriesen auf (bei hohen Temperaturen am Pol und gleichzeitig niedrigem $\log g$), und die Verwendung der Atmosphären für ein im Grunde genommen zu großes $\log g$ bedingt kleinskalige Unregelmäßigkeit in der resultierenden Dichteschichtung des Windes. Die globale Windstruktur ist davon allerdings nur unwesentlich betroffen. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt bieten die Kurucz-Atmosphären die umfassendste Basis zur Modellierung photosphärischer Flußverteilungen, weshalb wir diesen (bezüglich der globalen Windstruktur marginalen) Schwachpunkt akzeptieren.

8.2 1-D Windmodelle

Im ersten Schritt unserer Untersuchungen wurden für den betrachteten Sternparameter-Bereich zahlreiche 1-D Modelle berechnet, insbesondere um die prinzipielle Konvergenz des Verfahrens und die korrekte Implementierung der jeweils bestrahlenden (Kurucz-)Flußverteilungen zu testen. Die Ergebnisse dieser Voruntersuchungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

Unter Beachtung der in Kap. 6.3, 6.4.1, 6.4.2 diskutierten numerischen bzw. verfahrenstechnischen Aspekte (Anfangsbedingungen zur Zeit $t = 0$, Randbedingungen) konvergieren die selbstkonsistenten 1-D Modelle vom Prinzip genauso wie diejenigen mit globalen k_{CAK} , α , δ , mit dem einzigen Unterschied, daß die dazu benötigte physikalische Laufzeit (vom Modell abhängig) um einen Faktor $5 \dots 10$ größer ist. Da sich nun auch $k_{\text{CAK}}(\vec{r}, t)$, $\alpha(\vec{r}, t)$ und $\delta(\vec{r}, t)$ mit der Strömung zeitlich entwickeln, können sie erst dann auf ihren stationären Wert konvergieren, wenn die letzten Störungen aus dem radial erfaßten Fitbereich (s. Kap. 8.1) advektiert worden sind.

Um Vertrauen in das neuentwickelte Verfahren zu gewinnen, vergleichen wir in Abb. 8.1 das Ergebnis einer 1-D Simulation von R.-P. Kudritzki mit unseren Resultaten für einen B-Überriesen. Wie man sieht, zeigt der radiale Verlauf von v_r und der Größe $y \equiv \log [r^2 v_r (dv_r/dr)]$ in beiden Rechnungen eine gute Übereinstimmung. Gewisse Diskrepanzen erklären sich dadurch, daß die Anzahl der radialen Stützstellen in der Simulation von R.-P. Kudritzki 4300 (logarithmisch zur Sternoberfläche konzentriert, was eine hohe Auflösung des subsonischen Bereiches erlaubt) und in unserem Fall nur 256 betrug. Trotz des wesentlich größeren Gitters liefert unsere Rechnung $\dot{M} = 4.71 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$ und $v_\infty = 588 \text{ km s}^{-1}$, was gut mit den Ergebnissen von R.-P. Kudritzki ($\dot{M} = 4.95 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$, $v_\infty = 575 \text{ km s}^{-1}$) übereinstimmt.

Einen problematischen Fall stellen dünne Winde dar ($\dot{M} \lesssim 10^{-8} M_\odot \text{yr}^{-1}$). In diesem Fall ist

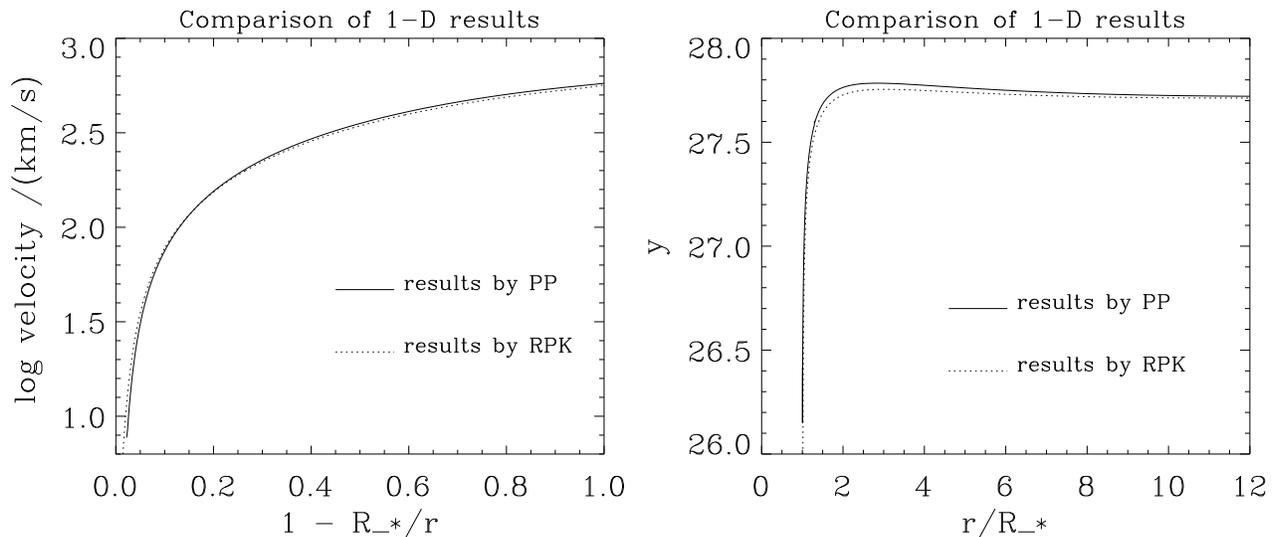


Abbildung 8.1: Vergleich der Ergebnisse für ein 1-D Modell (B-Überriese), gerechnet mit ZEUS-2D (diese Arbeit) bzw. von R.-P. Kudritzki.

Sternparameter: $T_{\text{eff}} = 25000$ K, $R_* = 40 R_{\odot}$, $\log g = 2.75$, $Y_{\text{He}} = 0.1$ und $I_{\text{He}} = 0.1$. Force multiplier-Parameter (v. R.-P. Kudritzki berechnet; in beiden Simulationen identisch): $k_0 = 0.274$, $\alpha_0 = 0.394$, $\alpha_1 = -0.071$, $\delta_0 = 0.160$, $\delta_1 = 0.229$, $\gamma = 0.023$. physikalische Laufzeit (PP): $3 \cdot 10^6$ s.

Links: radiales Geschwindigkeitsfeld v_r ; rechts: $y = \log[r^2 v_r (dv_r/dr)]$.

es möglich, daß das in Kap. 4.5.6 vorgestellte Fitverfahren zur Bestimmung der selbstkonsistenten k_{CAK} , α , δ nicht mehr eindeutige Lösungen liefert, wenn man den Fitbereich auf den durch den dünnen Wind tatsächlich abgedeckten Werte-Bereich $[\log t_{\text{Smin}}, \log t_{\text{Smax}}]$ beschränkt.² Da das zeitabhängige Verfahren zur Lösung der hydrodynamischen Gleichungen nur eine gewisse maximale Winddichte an der Basis ($r = R_*(\Theta)$) erlaubt (vgl. Kap. 6.4.1, S. 134), ist man bei diesen dünnen Winden a priori auf maximale Werte von $\log t_{\text{Smax}} \approx -3.5 \dots -4.5$ beschränkt.³

Um in diesem Fall einen zumindest qualitativ konsistenten Fit der k_{CAK} , α , δ zu ermöglichen und gleichzeitig die Stabilität des Verfahrens zu gewährleisten, erweitern wir den durch die momentanen hydrodynamischen Verhältnisse tatsächlich abgedeckten Bereich in $\log t_{\text{S}}$ derart, daß $t_{\text{Smax}} \approx -2.0 \dots -1.5$ ist und die entsprechenden force multiplier M in das Fitverfahren für die Parameter k_0 , α_0 etc. miteinbezogen werden (vgl. die Darstellung auf S. 109). Dadurch

²In zwei aufeinanderfolgenden Zeitschritten können die zwei nahezu (aber nicht völlig) identischen für den Fit verwendeten Sätze der force multiplier M zu verschiedenen k_0 , etc. führen, und das numerische Verfahren kann instabil werden. Ausführliche Testrechnungen über in allen Modellen erfaßte Bereiche in $\log t_{\text{S}}$ haben eindeutig gezeigt, daß diese Problematik *nur* in äußerst dünnen Winden auftreten kann.

³Im Gegensatz zu unserer nichtstationären Behandlung erlaubt das von R.-P. Kudritzki entwickelte Verfahren zur Lösung der *stationären 1-D* Windgleichungen, tiefer in die Photosphäre zu rechnen und somit Orte im Wind bei höheren $\log t_{\text{S}}$ zu berücksichtigen. In diesem Ansatz werden die k_0 , α_0 , etc. vor der Lösung der hydrodynamischen Gleichungen durch den *einmaligen* Fit der force multiplier über den gesamten durch $\log t_{\text{S}}$, $\log \hat{n} \equiv \log(n_e \cdot 10^{-11}/W)$ maximal erfaßten Parameterbereich bestimmt.

erlaubt das Verfahren eine numerisch stabile, qualitativ vertretbare Beschreibung auch solcher Winde.

Bei Massenverlustraten in der Größenordnung von $\dot{M} \lesssim 10^{-9} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ist das derzeitige Fitverfahren für die force multiplier-Parameter nicht mehr geeignet, da die größten Linienstärken $k_L \approx 10^7 \dots 10^8$ betragen und demzufolge die force multiplier M für Werte von $\log t_S \lesssim -8$ in einen gesättigten Maximalwert

$$M(t_S) = \frac{v_{\text{therm}}}{c} \frac{1}{t_S} \sum_{\text{LinienL}} \frac{\nu_L F_{\nu_L}}{F} \left(1 - e^{-k_L t_S}\right) \rightarrow \frac{v_{\text{therm}}}{c} \sum_{\text{LinienL}} \frac{\nu_L F_{\nu_L}}{F} k_L \quad (8.1)$$

übergehen. Dies führt zu einer starken Änderung des Krümmungsverhaltens von $M(t_S)$ im Übergangsbereich zur Sättigung, und das Fitverfahren, in das auch die force multiplier von größeren $\log t_S$ eingehen, liefert eine drastische Überschätzung der Werte von α im Falle sehr dünner Winde. (Der Fit liefert eine sehr gute Reproduktion M_{param} der $M(t_S)$ im Bereich $\log t_S \gtrsim -7$ (dort ist die Funktion $M(t_S)$ nur schwach gekrümmt), aber bei noch kleineren $\log t_S$ ergeben sich zu große $M_{\text{param}}(t_S)$.)

Eine Möglichkeit, diese Problematik zu behandeln, wäre es, den Fitbereich nur bis zu einem bestimmten Minimalwert von $\log t_S$ zu erstrecken und an diese Lösung den analytischen Grenzwert von $M(t_r)$ für den optisch extrem dünnen Fall im Außenbereich des Windes anzuschließen. Da allerdings diese sehr dünnen Winde mit den in Kap. 1.2, S. 6 erwähnten Unsicherheiten bezüglich ihrer theoretischen Beschreibung behaftet sind, werden wir uns in den folgenden 2-D Simulationen auf Winde beschränken, deren Massenverlustrate $\gtrsim 10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ beträgt.

8.3 2-D Modelle

Von vorrangigem Interesse ist die Frage, inwieweit die Berücksichtigung selbstkonsistenter force multiplier-Parameter Konsequenzen für die Dichteschichtung und das Geschwindigkeitsfeld der Winde heißer Sterne hat. Im Hinblick auf eine spätere Anwendung solcher Modelle zur Synthese von H_{α} -Linienprofilen und Infrarot- und Radio-Kontinua ist festzustellen, ob sich nun eine Dichtekonzentration in der Äquatorebene oder über den Polen herausbildet und wie deutlich sich der Dichtekontrast zwischen Pol und Äquator im Vergleich zu den in Kap. 7 diskutierten Modellen mit globalen force multiplier-Parametern ändert.

Zu diesem Zweck konzentrieren wir uns (wie auch schon in den bisherigen Untersuchungen) auf Modelle für B-Sterne (mit $T_{\text{eff}} = 20000$ K) und für O-Überriesen (mit $T_{\text{eff}} = 42000$ K). Um sowohl die Ionisationsstruktur im 2-D Wind als auch den Beitrag der einzelnen Elemente (und ihrer verschiedenen Ionisationsstufen) zur Linienstrahlungsbeschleunigung untersuchen zu können, haben wir die für den überspannten Parameterraum $\{\bar{T}_{\text{eff,cont}}, \log t_S, \log \hat{n}, W\}$ vorberechnete force multiplier-Tabelle (vgl. Kap. 4.5.3, S. 93) um einige weitere Größen erweitert, nämlich um die Ionisationsbruchteile

$$f_{jk} = n_{jk}/n_k, \quad k = 1 \dots 30, \quad j = 1 \dots 9, \quad (8.2)$$

(wobei n_k die Teilchenanzahldichte des k -ten Elements und n_{jk} diejenige der j -ten Ionisationsstufe des k -ten Elements bezeichnet) und um die Beiträge der Elemente und ihrer Ionisationsstufen zur Linienstrahlungsbeschleunigung. Die Lösung der hydrodynamischen Gleichungen liefert für

jeden Ort \vec{r} im Wind die lokalen Größen $\overline{T}_{\text{eff,cont}}$, $\log t_S$, $\log \hat{n}$, W , anhand derer dann die lokalen Ionisationsverhältnisse f_{jk} und deren Beiträge zur Linienstrahlungsbeschleunigung auf der vorgerechneten Tabelle interpoliert werden können.

8.3.1 Modelle für B-Sternwinde

Im folgenden wollen wir anhand eines ausgesuchten B-Sternwind-Modelles prinzipielle Konsequenzen der Rotation auf die Windstruktur (bei unterschiedlich gewählter Beleuchtung) untersuchen. Von besonderem Interesse sind dabei der Ionisationsverlauf $f_{jk}(\Theta, r)$ und der von ihm unmittelbar bestimmte Beitrag der verschiedenen Elemente zur Linienstrahlungsbeschleunigung. Da wir von einem *optisch dünnen Kontinuum* im Wind ausgehen, haben wir das Objekt so gewählt, daß seine Massenverlustrate unterhalb desjenigen Wertes liegt, bei dem im betrachteten Temperaturbereich ($T_{\text{eff}} = 20000$ K) der Wind optisch dick im Lyman-Kontinuum ($\lambda < 911$ Å) wird. Andernfalls wäre ein abruptes Ansteigen der Massenverlustrate für diejenigen Co-Breiten Θ zu erwarten, bei denen (im unteren Windbereich) $\tau_L \gtrsim 1$ gilt (Bistabilitätseffekt, vgl. Kap. 1.3.2, S. 17 bzw. Kap. 8.4).

Wir wählen das Modell B30-30 (siehe Tab. 7.1) mit $T_{\text{eff}} = 20000$ K, $R_* = 30 R_\odot$, $M_* = 30 M_\odot$ und $v_{\text{rot}} = 0.85 v_{\text{crit},2-D} = 290$ km s $^{-1}$. Bei diesem ist auf jeden Fall sichergestellt, daß $\tau_L < 1$ ($\forall \Theta$) gilt und die Annahme eines optisch dünnen Kontinuums gerechtfertigt erscheint. (In Kap. 8.4 geben wir mit Gl. (8.3) einen approximativen Ausdruck für τ_L an. Demzufolge beträgt τ_L für das Modell B30-30 am Pol $\tau_L(0^\circ) = 0.42$ und sinkt bis $\tau_L(90^\circ) = 0.04$.)

An dieser Stelle sei angemerkt, daß wir im weiteren auch für die B-Sternwinde die force multiplier-Parameter $k_{\text{CAK}}(\vec{r})$, $\alpha(\vec{r})$ und $\delta(\vec{r})$ in genau der in Kap. 4.5.5 dargestellten Weise bestimmen. Wie ein Vergleich theoretischer (anhand von 1-D Windmodellen berechneter) mit aus der Beobachtung gewonnenen modifizierten Windimpulsen $\dot{M} v_\infty R_*^{1/2}$ zeigt, können die theoretischen Werte für die Windimpulse im Bereich der B-Überriesen bis zu 1 dex über den beobachteten liegen. Dies liegt zum einen an Unsicherheiten in den beobachteten Sternparametern aber auch an der eventuell noch unzureichenden theoretischen Beschreibung der Non-LTE-Physik. Eine Möglichkeit, diese Diskrepanz zu verringern, bietet eine von R. -P. Kudritzki vorgeschlagene modifizierte Parametrisierung des force multipliers für den Temperaturbereich $T_{\text{eff}} \lesssim 20000$ K (siehe Anhang A.4). Da allerdings noch nicht klar ist, *wie dünn* der Wind nun sein muß, daß diese Korrektur tatsächlich zutreffend ist, werden wir sie nur in Kap. 8.4 auf ein exploratives B[e]-Sternwind-Modell anwenden und in diesem Abschnitt die ursprüngliche Parametrisierung beibehalten.

Ziel dieser Studie ist auch in erster Linie das Verständnis maximaler *differentieller*, d.h. von der Co-Breite Θ abhängender Effekte in schnell rotierenden Winden. Durch einen Vergleich der 2-D mit den 1-D Resultaten (insbesondere \dot{M} , v_∞ bei $v_{\text{rot}} = 0$) sollten sich dann auch mögliche *globale* Diskrepanzen abschätzen lassen.

8.3.1.1 Bestrahlung durch Kurucz-Flußverteilungen

Abb. 8.2 zeigt die Dichtestruktur und das radiale Geschwindigkeitsfeld des Modelles B30-30 bei Bestrahlung durch Kurucz-Flußverteilungen nach einer physikalischen Laufzeit von $2 \cdot 10^6$ s. Die wichtigsten numerischen Daten dieses und weiterer Modelle sind in Tab. 8.1 aufgeführt.

Modell	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(2R_p)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(4R_p)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(6R_p)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(8R_p)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(1R_*)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(2R_*)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(4R_*)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(6R_*)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(8R_*)$
B10-7.5	11	20	21	23	13	28	36	40	38
B15-10	7.7	12	14	15	6.3	19	23	24	24
B15-15	9.1	18	19	20	3.1	26	33	37	38
B20-20	7.7	14	16	17	4.2	22	30	32	33
B30-30 (100)	1.5	1.4	1.4	1.6	0.97	1.7	1.4	1.6	1.4
B30-30 (200)	2.9	3.6	2.7	3.8	1.9	4.2	4.8	5.0	5.3
B30-30 (290)	8.3	13	15	15.4	5.3	22	24	28	29
B30-30 (290,P)	19	29	31.5	32	14	53	53	59	59
B45-30	6.0	7.2	9.2	9.3	7.3	16	14	16	18
B60-30	5.0	7.1	8.3	8.3	13	11	13	15	14
O4-SG (250,P)	3.3	4.7	5.1	5.3	1.2	4.8	6.2	6.9	7.2
O4-SG (350,P)	18	27	27	26	15.9	42.2	46.5	48.5	48
O4-SG (250,T)	3.4	6.6	8.4	8.9	0.74*	4.9	8.7	11	11

Modell	\dot{M}_{total}	$\dot{M}(0^\circ, R_*)$	$\dot{M}(45^\circ, R_*)$	$\dot{M}(90^\circ, R_*)$	$\dot{M}(0^\circ, 1.5 R_p)$	$\dot{M}(45^\circ, 1.5 R_p)$	$\dot{M}(90^\circ, 1.5 R_p)$
B10-7.5	$5.42 \cdot 10^{-2}$	$1.53 \cdot 10^{-1}$	$7.54 \cdot 10^{-2}$	$4.63 \cdot 10^{-3}$	$1.64 \cdot 10^{-1}$	$7.0 \cdot 10^{-2}$	$8.46 \cdot 10^{-3}$
B15-10	$2.15 \cdot 10^{-1}$	$5.72 \cdot 10^{-1}$	$2.87 \cdot 10^{-1}$	$3.67 \cdot 10^{-2}$	$6.38 \cdot 10^{-1}$	$2.84 \cdot 10^{-1}$	$4.08 \cdot 10^{-2}$
B15-15	$1.40 \cdot 10^{-1}$	$5.40 \cdot 10^{-1}$	$1.94 \cdot 10^{-1}$	$1.34 \cdot 10^{-2}$	$4.47 \cdot 10^{-1}$	$1.83 \cdot 10^{-1}$	$2.23 \cdot 10^{-2}$
B20-20	$3.24 \cdot 10^{-1}$	$7.45 \cdot 10^{-1}$	$4.42 \cdot 10^{-1}$	$3.45 \cdot 10^{-2}$	1.04	$4.21 \cdot 10^{-1}$	$5.16 \cdot 10^{-2}$
B30-30 (100)	1.11	1.52	$8.56 \cdot 10^{-1}$	$9.60 \cdot 10^{-1}$	1.44	1.12	$9.75 \cdot 10^{-1}$
B30-30 (200)	1.07	1.61	1.18	$6.52 \cdot 10^{-1}$	2.01	1.23	$6.19 \cdot 10^{-1}$
B30-30 (290)	1.12	2.43	1.50	$1.31 \cdot 10^{-1}$	3.63	1.48	$1.84 \cdot 10^{-1}$
B30-30 (290,P)	$3.85 \cdot 10^{-2}$	$1.06 \cdot 10^{-1}$	$5.10 \cdot 10^{-2}$	$5.35 \cdot 10^{-3}$	$1.15 \cdot 10^{-1}$	$5.19 \cdot 10^{-2}$	$5.02 \cdot 10^{-3}$
B45-30	7.80	18.5	8.66	$9.53 \cdot 10^{-1}$	21.5	10.2	1.31
B60-30	34.2	78.1	40.1	11.3	84.6	43.7	9.1
O4-SG (250,P)	3.90	5.55	3.62	3.0	6.16	4.52	2.44
O4-SG (350,P)	4.44	9.27	5.08	1.18	10.2	5.72	0.94
O4-SG (250,T)	9.7	15.3	4.15*	9.66	16.7	12.1	5.8

Modell	$\dot{M}(0^\circ, 6 R_p)$	$\dot{M}(45^\circ, 6 R_p)$	$\dot{M}(90^\circ, 6 R_p)$	\dot{M}_{1-D}	$v_{\infty,1-D}$	$\min(v_\Theta)$	$v_\infty(0^\circ)$	$v_\infty(45^\circ)$	$v_\infty(90^\circ)$
B10-7.5	$1.99 \cdot 10^{-1}$	$6.65 \cdot 10^{-2}$	$8.10 \cdot 10^{-3}$	$6.03 \cdot 10^{-2}$	989	-33.9	833	788	793
B15-10	$7.67 \cdot 10^{-1}$	$2.63 \cdot 10^{-1}$	$3.85 \cdot 10^{-2}$	$2.20 \cdot 10^{-1}$	940	-36.5	820	724	604
B15-15	$5.32 \cdot 10^{-1}$	$1.61 \cdot 10^{-1}$	$2.00 \cdot 10^{-2}$	$1.48 \cdot 10^{-1}$	1171	-50.8	1020	930	798
B20-20	1.24	$3.68 \cdot 10^{-1}$	$4.89 \cdot 10^{-2}$	$3.30 \cdot 10^{-1}$	1197	-49.6	1048	918	710
B30-30 (100)	1.33	1.17	$9.75 \cdot 10^{-1}$	1.15	1186	-21.6	1087	1163	1161
B30-30 (200)	2.42	1.24	$5.88 \cdot 10^{-1}$	1.15	1186	-31.3	1081	1066	1012
B30-30 (290)	4.41	1.32	$1.92 \cdot 10^{-1}$	1.15	1186	-50.1	1031	912	727
B30-30 (290,P)	$1.24 \cdot 10^{-1}$	$4.92 \cdot 10^{-2}$	$5.24 \cdot 10^{-3}$	$4.41 \cdot 10^{-2}$	2267	-48.2	1253	1448	1787
B45-30	28.7	9.06	1.78	6.23	917	-46.7	746	616	447
B60-30	111.6	39.8	9.89	16.8	925	-37.2	559	474	411
O4-SG (250,P)	8.04	4.73	2.37	3.79	1993	-80.3	1515	1733	2419
O4-SG (350,P)	14.3	5.48	1.20	3.79	1993	-92.2	1183	1490	2930
O4-SG (250,T)	33.4	11.7	4.9	9.90	1205	-71.7	830	850	1076

Tabelle 8.1: Numerische Resultate der Simulationen für Windmodelle mit selbstkonsistenter Linienstrahlungsbeschleunigung. Notation identisch zu derjenigen in Tab. 7.4; Massenverlustraten in $10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$, Geschwindigkeiten in km s^{-1} . $v_\infty(\Theta)$ ist gleich $v_r(\Theta, r = r_{\max})$. \dot{M}_{1-D} , $v_{\infty,1-D}$: Entsprechende Werte von 1-D Modellen mit $v_{\text{rot}} = 0$ (weitere Parameter wie in Tab. 7.1).

Zahlen in Klammern (erste Spalte) geben v_{rot} in km s^{-1} an. P/K: Beleuchtung durch Planck-/Kurucz-Flußverteilungen; T: T_{rad} -Korrektur für O-Überriesenwinde (siehe Text).

Durch kleinskalige Störungen verfälschte Werte sind mit * gekennzeichnet.

Wie man erkennt, ist die Windstruktur deutlich *prolat*, wobei der polare Dichtekontrast im Wind mit r merklich zunimmt und bis $r = 8 R_p$ einen Wert von $\rho_p/\rho_{eq} \approx 15$ erreicht. Der Wind strömt am schnellsten über den Polen mit $v_\infty(0^\circ) \approx 1030 \text{ km s}^{-1}$ und am langsamsten in der Äquatorebene mit $v_\infty(90^\circ) \approx 730 \text{ km s}^{-1}$ und besitzt negative Polargeschwindigkeiten mit einem Minimalwert $v_{\Theta, \min} \approx -50 \text{ km s}^{-1}$. (Auch für dieses Modell ist $\partial v_r/\partial \Theta$ in den meisten Windbereichen negativ, und in Analogie zu Gl. (4.58) g_Θ^{lines} ebenfalls.)

Vergleicht man dieses Verhalten mit demjenigen in sämtlichen Modellen aus Kap. 7, bei denen wir das Gravity Darkening, die nichtradialen Komponenten der Linienstrahlungsbeschleunigung und *globale* k_{CAK} , α , δ angenommen hatten, so folgt *eine verstärkte Konzentration des Windmaterials über den Polen und eine deutliche Ausdünnung desselben um die Äquatorebene herum*.

Dieses Modell verdeutlicht, daß auch in der *selbstkonsistenten Beschreibung des Windes keine Bildung einer Scheibe in der Äquatorebene* erfolgt, sondern geradezu das Gegenteil.

Um einen Eindruck der Größenordnungen der resultierenden force multiplier-Parameter bzw. der Qualität des 2-D Fitverfahrens zu geben, zeigt Abb. 8.3 (oben) die Größen $k_{\text{CAK}}(\Theta, r)$, $\alpha(\Theta, r)$ und $\delta(\Theta, r)$ im Wind und die force multiplier $M(\Theta, r)$, die sich anhand der lokalen Werte von $\log t_r$, $\log \hat{n}$, W und $\bar{T}_{\text{eff, cont}}$ durch Interpolation auf der vorgerechneten Tabelle ergeben (also die „tatsächlichen“ Werte von M , unten links) sowie die *reproduzierten* Werte $M_{\text{param}} = \hat{n}^\delta k_{\text{CAK}} t^{-\alpha}$ (unten rechts).

Interessanterweise ist der polare Verlauf des force multipliers M bei konstantem r *nicht monoton*. Wir werden im Laufe der weiteren Diskussion dieses Verhaltens erklären und verweisen diesbezüglich auf S. 193.

Bei zahlreichen Testrechnungen machten wir die Feststellung, daß die k_{CAK} und α keiner zwingenden Systematik in dem Sinne folgen, daß ihr Verlauf von Pol zu Äquator unbedingt monoton ist. So können beim radialen Fitverfahren verschieden breit gewählte Intervalle $[\log t_{\text{Smin}}, \log t_{\text{Smax}}]$ (vgl. S. 109) durchaus einen Unterschied von circa 10% in den resultierenden Werten von k_{CAK} und α bedingen. Der aus dem Fit resultierende lokale 1-D force multiplier M_{param} ist davon allerdings weitgehend unberührt (für $t_r < 1$ werden kleinere Werte von k_{CAK} durch größere α kompensiert, und umgekehrt), vorausgesetzt man erstreckt den Fit nicht über ein übertrieben großes Intervall $[t_{\text{Smin}}, t_{\text{Smax}}]$.

Der Parameter δ ergibt sich ebenfalls fast unabhängig von der Breite des Intervalls $[\log t_{\text{Smin}}, \log t_{\text{Smax}}]$.

Die aus dem Fitverfahren resultierenden k_{CAK} , α und δ entsprechen größenordnungsmäßig denjenigen Werten, die man im Hinblick auf detaillierte 1-D Non-LTE-Rechnungen für den betrachteten Temperaturbereich erwarten würde. Die Tatsache, daß δ seine größten Werte nahe der Äquatorebene besitzt, sollte eine Folge des Verhaltens der meistbeitragenden Ionisationsstufen von Eisen bei der dort herrschenden Temperatur $T_{\text{eff}} \approx 14500 \dots 17000 \text{ K}$ sein (siehe dazu weiter unten).

Puls et al. (1999, Pu99) ist es in einer grundlegenden Arbeit erstmals gelungen, die Abhängigkeit der k_{CAK} , α und δ von der unterliegenden Linienstatistik für *exemplarische* Situationen *quantitativ* zu erklären. Ein tiefgehendes Verständnis des soeben geschilderten Verhaltens von k_{CAK} , α , δ (noch dazu im 2-D Fall) würde sehr aufwendige Testrechnungen erfordern und sollte

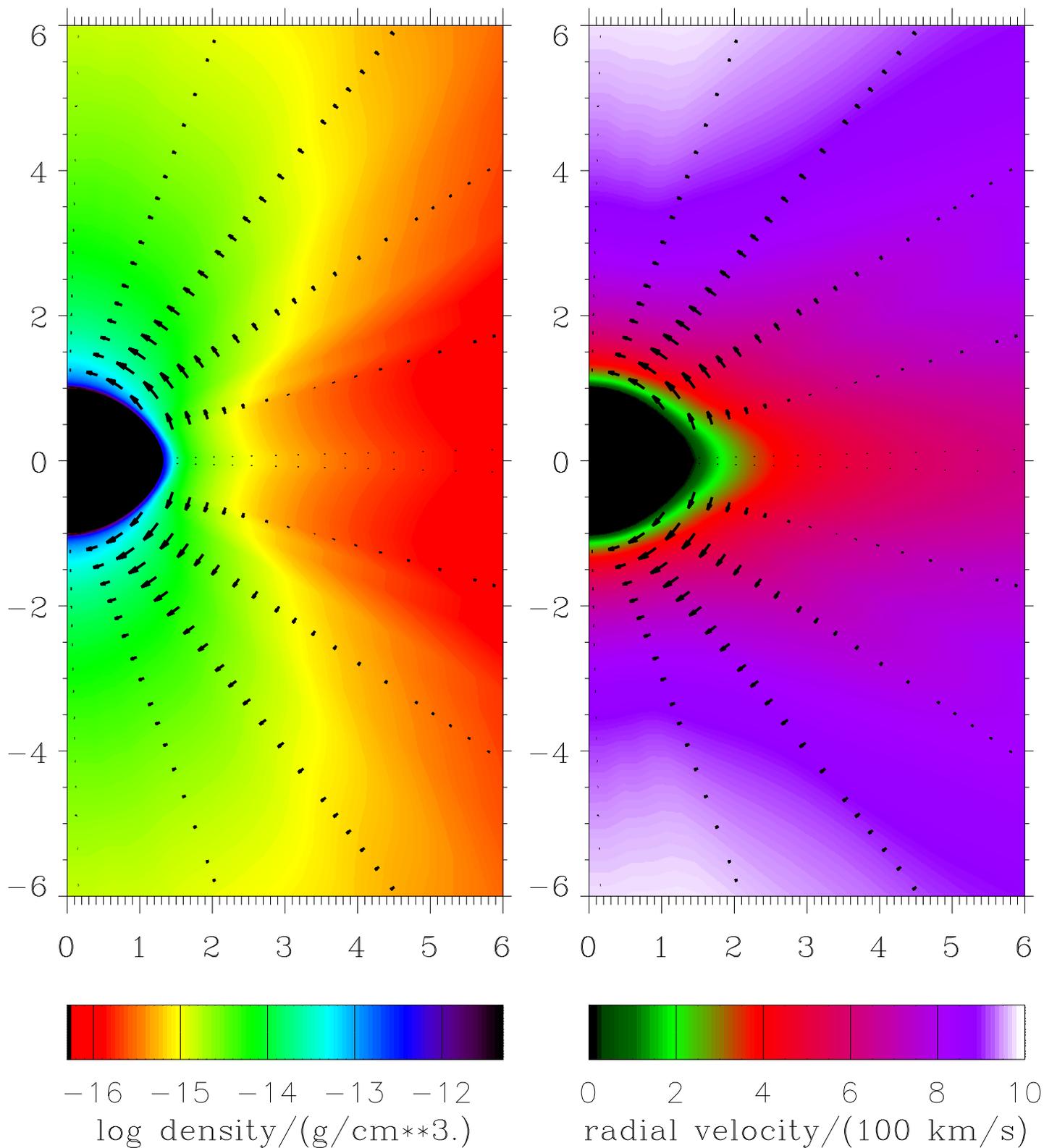


Abbildung 8.2: Dichte und radiales Geschwindigkeitsfeld des Modelles für den B-Sternwind (B30-30, MVII) mit konsistenten force multiplier-Parametern. Die Pfeile zeigen die Polargeschwindigkeiten mit einem minimalen Wert $v_{\Theta, \min} \approx -50 \text{ km s}^{-1}$.

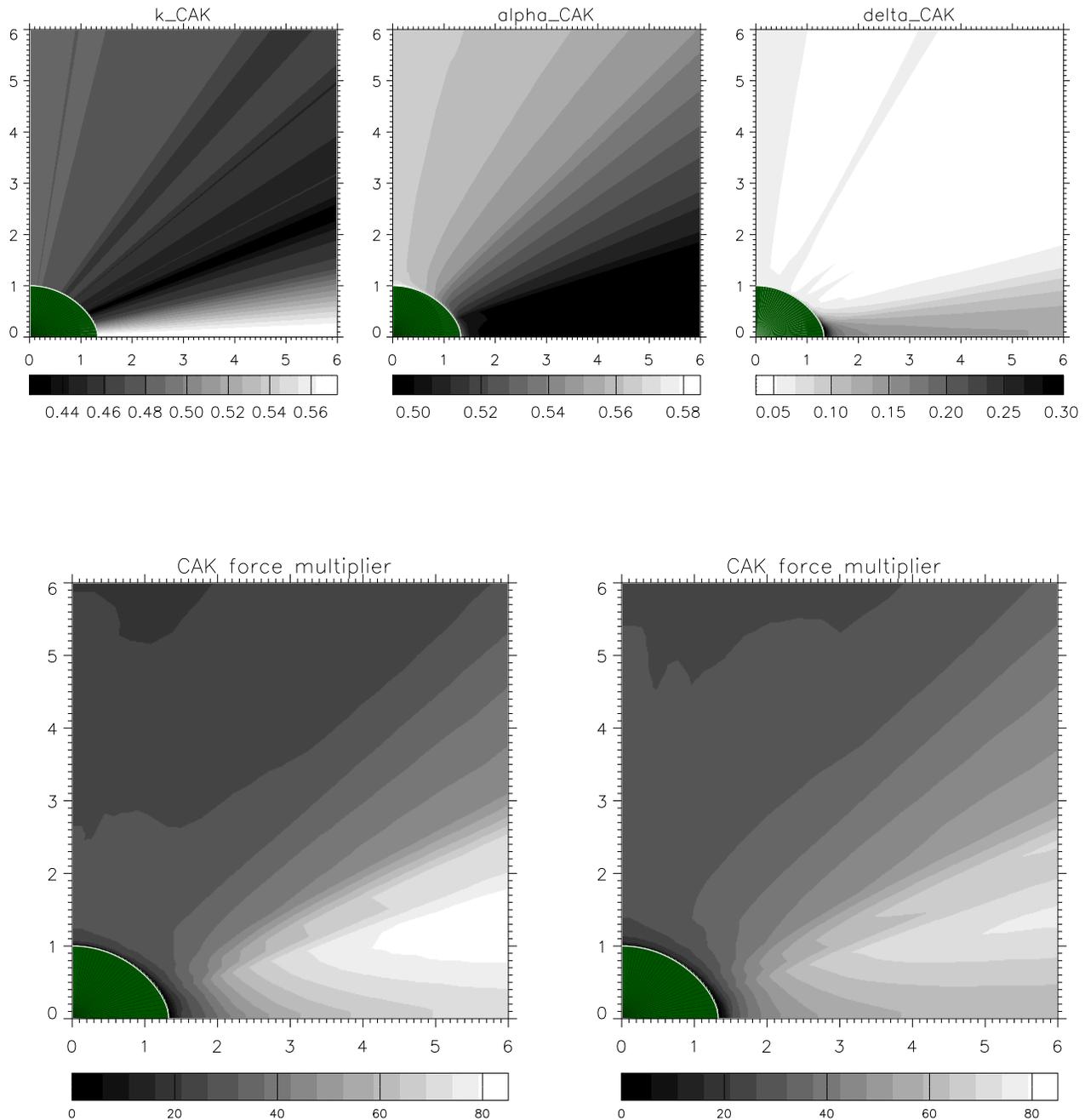


Abbildung 8.3: Oben: Fitparameter k_{CAK} , α , δ für das Modell B30-30 bei Bestrahlung durch Kurucz-Flußverteilungen.

Unten: Force multiplier für das Modell (B30-30, MVII, $v_{\text{rot}} = 290 \text{ km s}^{-1}$). Links: Anhand der hydrodynamischen Variablen auf der vorgerechneten Tabelle interpolierter („tatsächlicher“) force multiplier $M(\Theta, r)$; rechts: durch den Fit *reproduzierte* Werte $M_{\text{param}}(\Theta, r)$.

gegebenenfalls Ziel einer weiterführenden Studie sein.

Im Rahmen dieser Arbeit beschränken wir uns auf die Feststellung, daß das Fitverfahren (gemessen an der Komplexität des unterliegenden Parameterraumes und seiner endlichen Auflösung) eine sehr gute Reproduktion der tatsächlichen Werte von M durch $M_{\text{param}} = \hat{n}^{\delta} k_{\text{CAK}} t_r^{-\alpha}$ mit maximalen Abweichungen von 5...10% liefert.

Beiträge zur Linienstrahlungsbeschleunigung und Ionisationsverläufe. Um die Morphologie des Windes näher zu verstehen, betrachten wir im folgenden den Beitrag der einzelnen Elemente und ihrer Ionisationsstufen zur Linienstrahlungsbeschleunigung und den Verlauf der Ionisationsstruktur $f_{jk}(\Theta, r)$. Abb. 8.4 zeigt den radialen Verlauf des Beitrages der einzelnen Elemente zur Linienstrahlungsbeschleunigung an verschiedenen Co-Breiten Θ . In Analogie zu unseren Untersuchungen in Kap. 4.5.2 tragen wir die durch Gl. (4.127) gegebene Größe N_{eff} (die als effektive Anzahl optisch dicker treibender Linien betrachtet werden kann) über die Ordnungszahl Z und den Radius auf. Über dem Pol ($\Theta = 1.5^\circ$) dominiert der Beitrag der Eisengruppe (vor allem Eisen) sehr deutlich für alle r denjenigen der CNO-Gruppe und der Elemente Silizium (Si, $Z = 14$), Phosphor (P, $Z = 15$) und Schwefel (S, $Z = 16$). Bei allen Elementen ist N_{eff} im sternnahen Bereich, wo die Dichte am größten ist, maximal und nimmt bis auf eine nennenswerte Ausnahme (Kohlenstoff (C, $Z = 6$) bei $\Theta = 88.5^\circ$, Abb. 8.4, unten rechts) mit steigendem r ab. Bei zunehmendem Θ verändert sich das Verhältnis des Beitrages verschiedener Elemente im Außenbereich des Windes und die (stets dominierende) Beschleunigung durch Eisen nimmt im Vergleich zu derjenigen durch andere Spezies deutlich ab. Dieses globale Verhalten erklärt sich durch den kombinierten Einfluß der mit r und Θ abnehmenden Winddichte n_e/W (vgl. Abb. 8.2, links) und der gleichzeitigen Zunahme der Effektivtemperatur des mittleren Strahlungsfeldes $\bar{T}_{\text{eff,cont}}$ mit r bei $\Theta = 90^\circ$ (vgl. Abb. 4.23: je weiter man sich vom Stern entfernt, desto mehr tragen auch seine polnahen, heißeren Oberflächenelemente zum mittleren Strahlungsfeld in ($\Theta = 90^\circ, r$) bei). Beides sind Effekte, die *höhere Ionisationsstufen* bevorzugen. Da der wesentliche Beitrag von Eisen durch hunderttausende ungesättigte metastabile Linien (Abb. 4.21) und derjenige der CNO-Gruppe durch einige wenige gesättigte Resonanzlinien (vor allem im Außenbereich; vgl. Abb. 4.20) geliefert wird, resultiert im Vergleich zum Wind über den Polen eine geringere Rolle von Eisen in der Äquatorebene. Der Wind ist dort dünner, und die ungesättigten metastabilen Linien beschleunigen weniger effizient als die starken Resonanzlinien. (Wir betrachten dieses Verhalten weiter unten noch etwas genauer.)

In der *Äquatorebene* fallen zwei weitere Aspekte auf (siehe Abb. 8.4, unten rechts): Zum einen ist vor allem der Beitrag von Eisen in Sternnähe deutlich größer als bei den anderen Co-Breiten (man beachte den logarithmischen Maßstab!), und zum anderen steigt N_{eff} für Kohlenstoff mit zunehmendem Abstand vom Stern.

Der erste Punkt wird verständlich, betrachtet man den *polaren Ionisationsverlauf* der beiden meistbeitragenden Elemente Eisen und Kohlenstoff am Sternrand (Abb. 8.6, oben). Dieser ist im wesentlichen durch das von Pol zu Äquator hin abnehmende mittlere Strahlungsfeld mit $\bar{T}_{\text{eff,cont}}(\Theta) \approx T_{\text{eff}}(\Theta)$ (für $r \approx R_*(\Theta)$) bestimmt. Im gesamten Wind ist FeIII die Hauptionisationsstufe. Für $\Theta \rightarrow 90^\circ$ steigt aber der Anteil an FeII deutlich an. Letzteres besitzt ein reicheres Spektrum als FeIII, was dazu führt, daß FeIII am heißen Pol den Hauptbeitrag liefert, aber FeII diese Rolle am Äquator übernimmt (vgl. Abb. 8.5, unten links, mit Abb. 8.5, unten rechts). In der Summe über $N_{\text{eff}}(\text{FeII})$ und $N_{\text{eff}}(\text{FeIII})$ ergibt sich ein deutlich größerer Wert von

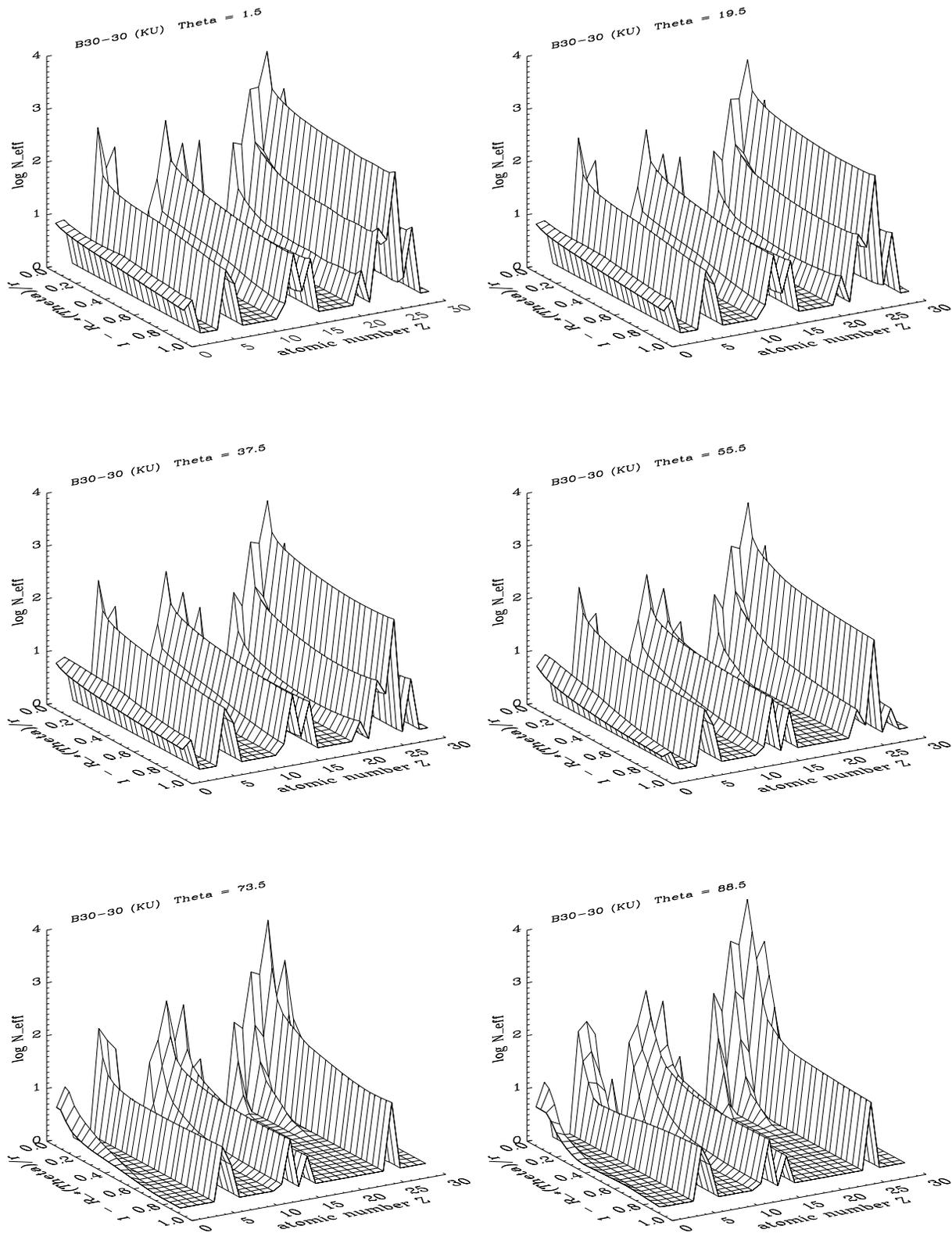


Abbildung 8.4: Beitrag der einzelnen Elemente zur Linienstrahlungsbeschleunigung im Modell B30-30 bei Bestrahlung durch Kurucz-Flußverteilungen für verschiedene Polarwinkel Θ .

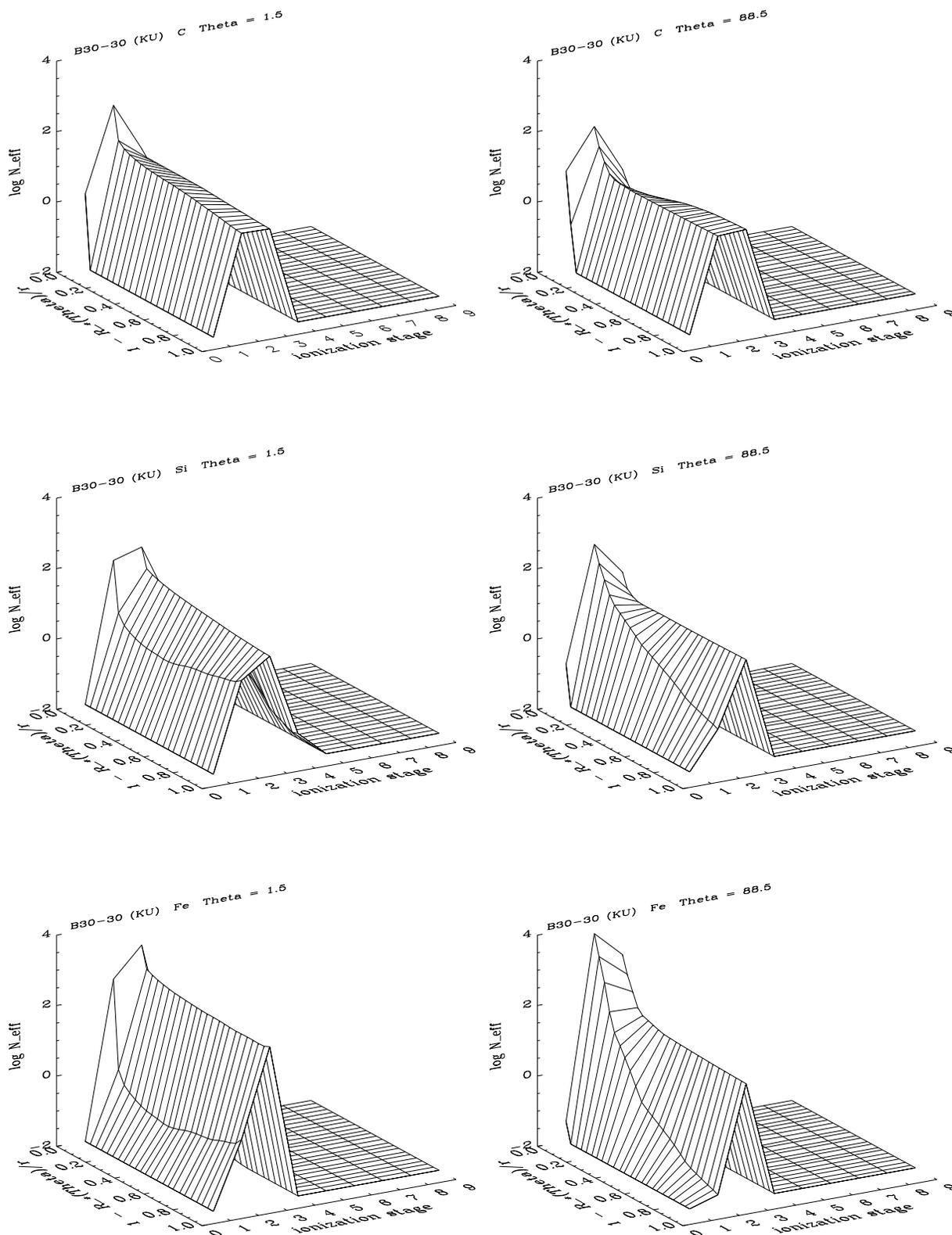


Abbildung 8.5: Beitrag einzelner Ionisationsstufen der wichtigsten Elemente Kohlenstoff (oben), Silizium (Mitte) und Eisen (unten) für das Modell B30-30 über dem Pol (links) bzw. in der Äquatorebene (rechts) bei Beleuchtung durch Kurucz-Flußverteilungen.

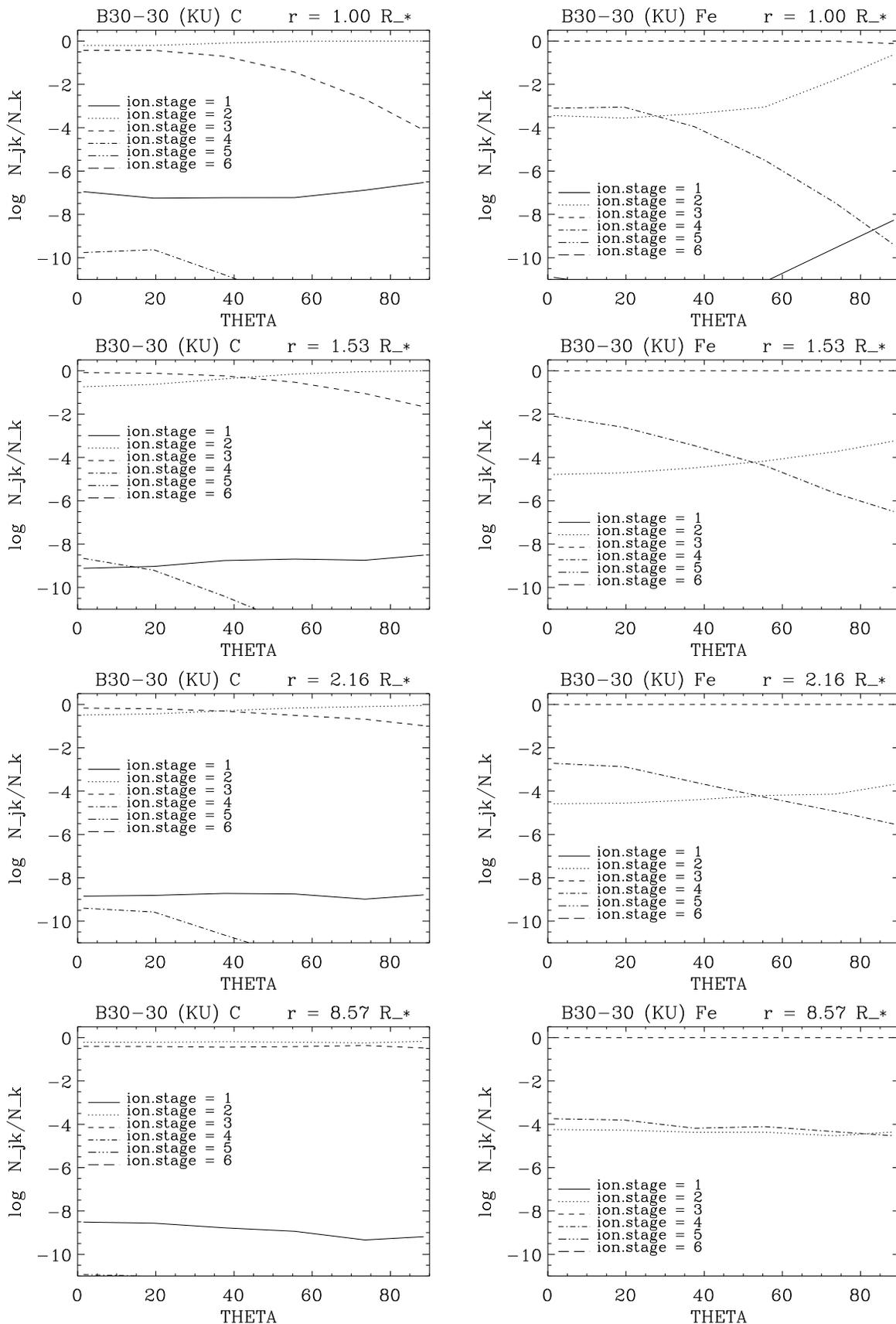


Abbildung 8.6: Ionisationsbruchteile von Kohlenstoff (links) und Eisen (rechts) für das Modell B30-30 bei Bestrahlung durch Kurucz-Flußverteilungen für Radiuspunkte $r/R_*(\Theta)$.

$N_{\text{eff}}(\text{Fe})$ am Äquator.

Der polare Verlauf der f_{jk} der Nebenionisationsstufen ist nur in unmittelbarer Sternnähe so stark variabel, wie die von oben nach unten verlaufende Sequenz in Abb. 8.6 zeigt: Je größer r wird, desto weniger ändern sich die f_{jk} mit Θ , weil $\bar{T}_{\text{eff,cont}}$ im Außenbereich des Windes nur noch schwach von Θ abhängt (vgl. Abb. 4.23).

Um das Verhalten von N_{eff} für Kohlenstoff in der Äquatorebene näher zu beleuchten, zeigt Abb. 8.5 den radialen Verlauf von N_{eff} für die einzelnen Ionisationsstufen der meistbeitragenden Elemente Kohlenstoff, Silizium und Eisen über dem Pol (links) bzw. in der Äquatorebene (rechts). Über dem Pol überwiegt in Sternnähe der Beitrag von CII denjenigen von CIII und nimmt mit steigendem r ab, wobei derjenige von CIII immer größer wird. Das liegt daran, daß CII über ein reicheres Spektrum auch ungesättigter Linien verfügt, die vor allem im dichten Teil des Windes beschleunigen. Entfernt man sich von Stern, so dünnt der Wind aus, und die starken Resonanzlinien von CIII gewinnen an Bedeutung (vgl. Abbott 1982 (Tab. 5)). In der Summe steigt N_{eff} für Kohlenstoff mit r an.

Betrachten wir den *radialen Ionisationsverlauf* von Kohlenstoff über dem Pol (Abb. 8.7, oben links), so ist in unmittelbarer Sternnähe CII die Hauptionisationsstufe. Sehr bald überwiegt der Anteil von CIII, der im Außenbereich ($1 - R_*/r \gtrsim 0.7$) wieder kleiner als derjenige von CII ist. Dieses nichtmonotone radiale Verhalten der f_{jk} über dem Pol findet sich auch für Eisen (Abb. 8.7, oben rechts) und erklärt sich wie folgt: In unmittelbarer Sternnähe ist die *effektive* Dichte n_e/W des Windes am größten, was an sich niedrigere Ionisationsstufen bevorzugt. Allerdings ist für $\Theta = 0^\circ$ dort die mittlere Effektivtemperatur $\bar{T}_{\text{eff,cont}}$ am größten (vgl. Abb. 4.23), was höhere Ionisationsstufen favorisiert. Für größere r sinken sowohl die Dichte als auch $\bar{T}_{\text{eff,cont}}$, und die Balance dieser entgegengesetzten Effekte auf die Ionisationsschichtung bestimmt die dominierende zweier betrachteter Ionisationsstufen (wobei weiter außen n_e/W wesentlich konstanter als in unmittelbarer Sternnähe ist). Die Nichtmonotonizität der $f_{jk}(r)$ ist für mittlere Θ weniger ausgeprägt (Abb. 8.7, zweite Zeile). Nahe bzw. in der Äquatorebene nimmt die Dichte mit steigendem r ab, während $\bar{T}_{\text{eff,cont}}$ steigt (vgl. Abb. 4.23). Beide Effekte favorisieren höhere Ionisationsstufen, und die $f_{jk}(r)$ steigen oder sinken monoton mit zunehmendem r .

Die Tatsache, daß am Pol der radiale Verlauf von $\bar{T}_{\text{eff,cont}}$ demjenigen von n_e/W in Bezug auf die Ionisation entgegenwirkt und diesen in der Äquatorebene unterstützt, erklärt auch die radiale Nichtmonotonizität $N_{\text{eff}}(r)$ für SiII und FeII über dem Pol (Abb. 8.5, Mitte links, unten links) bzw. das streng monotone Abfallen von N_{eff} für SiII und FeII in der Äquatorebene (Abb. 8.5, Mitte rechts, unten rechts): Aufgrund des rapiden Abfalles der effektiven Winddichte n_e/W sinkt der Beitrag von SiII und FeII über dem Pol für $(1 - R_*(\Theta)/r) \lesssim 0.5$ und steigt für größere r aufgrund der abnehmenden Effektivtemperatur des Strahlungsfeldes $\bar{T}_{\text{eff,cont}}$ wieder an. In der Äquatorebene dominieren am Sternrand SiII bzw. FeII deutlich die Beschleunigung g^{lines} und sind im Außenbereich fast bedeutungslos.

Obwohl global betrachtet im sternnahen Bereich N_{eff} am Äquator größer als an den Polen ist, resultiert dennoch ein dünner, langsamer Wind in der Äquatorebene und eine dichte, schnellere Strömung über den Polen. Diese Morphologie erklärt sich letztendlich durch die Abhängigkeit des bestrahlenden Gesamtflusses von $\bar{T}_{\text{eff,cont}}^4$ und die Tatsache, daß von polaren zu äquatorialen Breiten hin *keine abrupten* Übergänge zu niedrigeren Ionisationsstufen auftreten. Letztere könnten aufgrund ihres reicheren Spektrums an treibenden Linien zu einem deutlichen erhöhtem

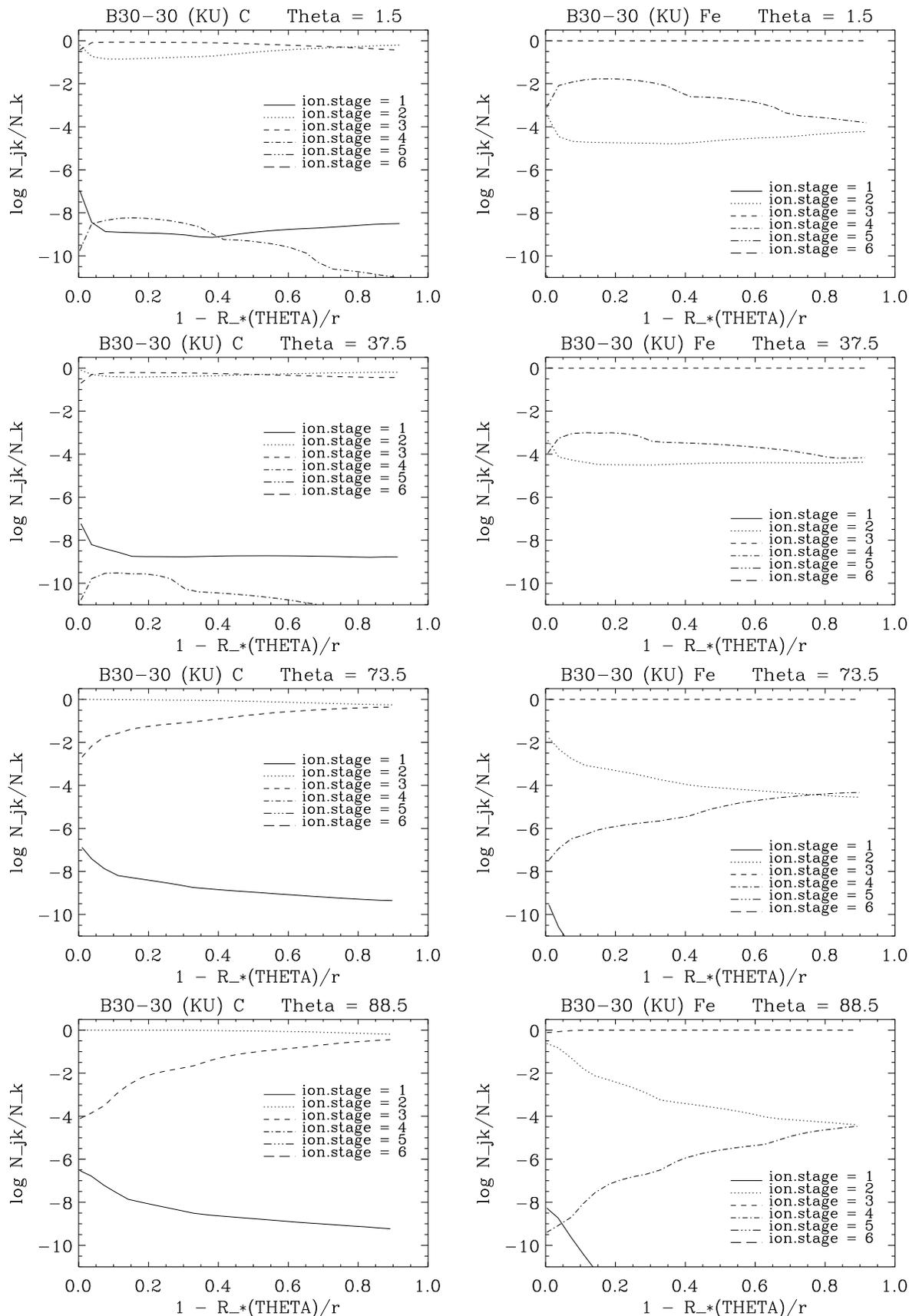


Abbildung 8.7: Ionisationsbruchteile von Kohlenstoff (links) und Eisen (rechts) für das Modell B30-30 bei Bestrahlung durch Kurucz-Flußverteilungen für verschiedene Θ .

Massenverlust führen. Einzig nennenswert in dieser Beziehung ist der Übergang des Hauptbeitrages von FeIII am Pol zu FeII am Äquator. Allerdings ist auch dort FeIII die Hauptionisationsstufe und wird zum Pol hin immer stärker betont.

Die polwärts gerichtete Linienstrahlungsbeschleunigung $g_{\Theta}^{\text{lines}}$ sorgt für eine Umverteilung des Windmaterials hin zu den Polen und damit für eine zusätzliche Ausdünnung des Windes in der Äquatorebene.

Um den reinen Effekt des Gravity Darkening von demjenigen der nichtradiellen Komponenten $g_{\Theta}^{\text{lines}}$, g_{Φ}^{lines} und g_{Θ}^{cont} zu isolieren, haben wir auch ein Modell berechnet, das dem bisherigen B30-30(MVII, KU) entspricht, wobei $g_{\Theta}^{\text{lines}} = g_{\Phi}^{\text{lines}} = g_{\Theta}^{\text{cont}} \equiv 0$ gesetzt wurde. In Abb. 8.8 sind Dichte und radiales Geschwindigkeitsfeld des resultierenden Windes dargestellt. Es zeigt sich eine global prolata Windstruktur mit einer durch die Windkompression (mit einer maximalen polaren Geschwindigkeit $v_{\Theta, \text{max}} \approx 45 \text{ km s}^{-1}$) erzeugten Scheibe in der Äquatorebene (vgl. das Modell mit global konstanten k_{CAK} , α , δ und Gravity Darkening in Abb. 7.14). Ihre Ausströmgeschwindigkeit $v_{\infty}(90^{\circ}) \approx 470 \text{ km s}^{-1}$ ist deutlich geringer als diejenige über den Polen $v_{\infty}(0^{\circ}) \approx 1350 \text{ km s}^{-1}$. Die wichtigsten numerischen Resultate sind in Tab. 8.2 zusammengestellt.⁴ Die Dichtekontraste $\rho_{\text{eq}}/\rho_{\text{p}}$ betragen maximal ~ 3 und zeigen keinen monotonen radialen Verlauf, da die in Sternnähe dichtere Scheibe für größere r schneller ausdünnert als der Wind über den Polen.

Interessant ist bei diesem Modell der polare Ionisationsverlauf von Eisen direkt am Sternrand (Abb. 8.9, rechts) und der Beitrag der einzelnen Ionisationsstufen dieses Elementes in der Äquatorebene (Abb. 8.9, links). Im Vergleich zum ursprünglichen Modell mit nichtradieller Strahlungsbeschleunigung zeigt sich in der Tat aufgrund der Scheibe in der Äquatorebene dort ein deutlich erhöhter Beitrag der Eisengruppe (vgl. Abb. 8.9, links, mit Abb. 8.4, unten rechts).⁵ Der Ionisationsverlauf von FeII allerdings ist durch die unterschiedliche Dichteschichtung nur geringfügig beeinflusst, wie der Vergleich von Abb. 8.9 (rechts) mit Abb. 8.7 (unten rechts) zeigt. Der Anteil von FeII nimmt aufgrund der dichteren Scheibe etwas zu und derjenige von FeIV entsprechend ab. Die Hauptionisationsstufe bleibt allerdings FeIII. Dieses Ergebnis verdeutlicht, daß die Ionisationsverhältnisse weit entscheidender durch die Temperaturverhältnisse als durch die Dichte bestimmt werden (vorausgesetzt, die Dichtekontraste betragen nicht mehrere Größenordnungen, was hier nicht der Fall ist).

Ein Punkt, den wir im Sinne der *Selbstkonsistenz* bei unseren Modellen vernachlässigen, könnte bei diesem Modell von Bedeutung sein: Die Erzeugung von Röntgenstrahlung am Schock, der sich am Scheibenrand bildet. Das würde die Ionisationsschichtung verändern (insbesondere bezüglich hoher Ionisationsstufen, vgl. Kap. 1.1, S. 3)).

Auf jeden Fall zeigt dieses Modell sehr eindrucksvoll die Bedeutung der nichtradiellen Linienstrahlungsbeschleunigung zur Bildung einer *eindeutig* prolata Windstruktur auch in der selbstkonsistenten Beschreibung. Berücksichtigt man $g_{\Theta}^{\text{lines}}$, so wird die polare positive Inertialbeschleunigung überkompensiert und die Windkompression (und damit die Scheibenbildung)

⁴Die numerische Simulation dieses Modells erwies sich als nicht unproblematisch, da die Dichte in der Scheibe in unmittelbarer Sternnähe so groß ist, daß g_r^{lines} gerade noch in der Lage ist, ein Zurückfallen des Windmaterials auf die Sternoberfläche zu vermeiden (im Gegensatz zum WCD-Modell, vgl. Kap. 7.2). Direkt am Sternrand ergibt sich eine Rückströmung des Windmaterials auf die Sternoberfläche mit $v_r \approx -v_{\text{sound}}$.

⁵Die Unregelmäßigkeiten im radialen Verlauf von $N_{\text{eff}}(Z, r)$ beruhen auf der Tatsache, daß dieses Modell nur für 10^6 s Laufzeit berechnet worden und noch nicht völlig auskonvergiert ist.

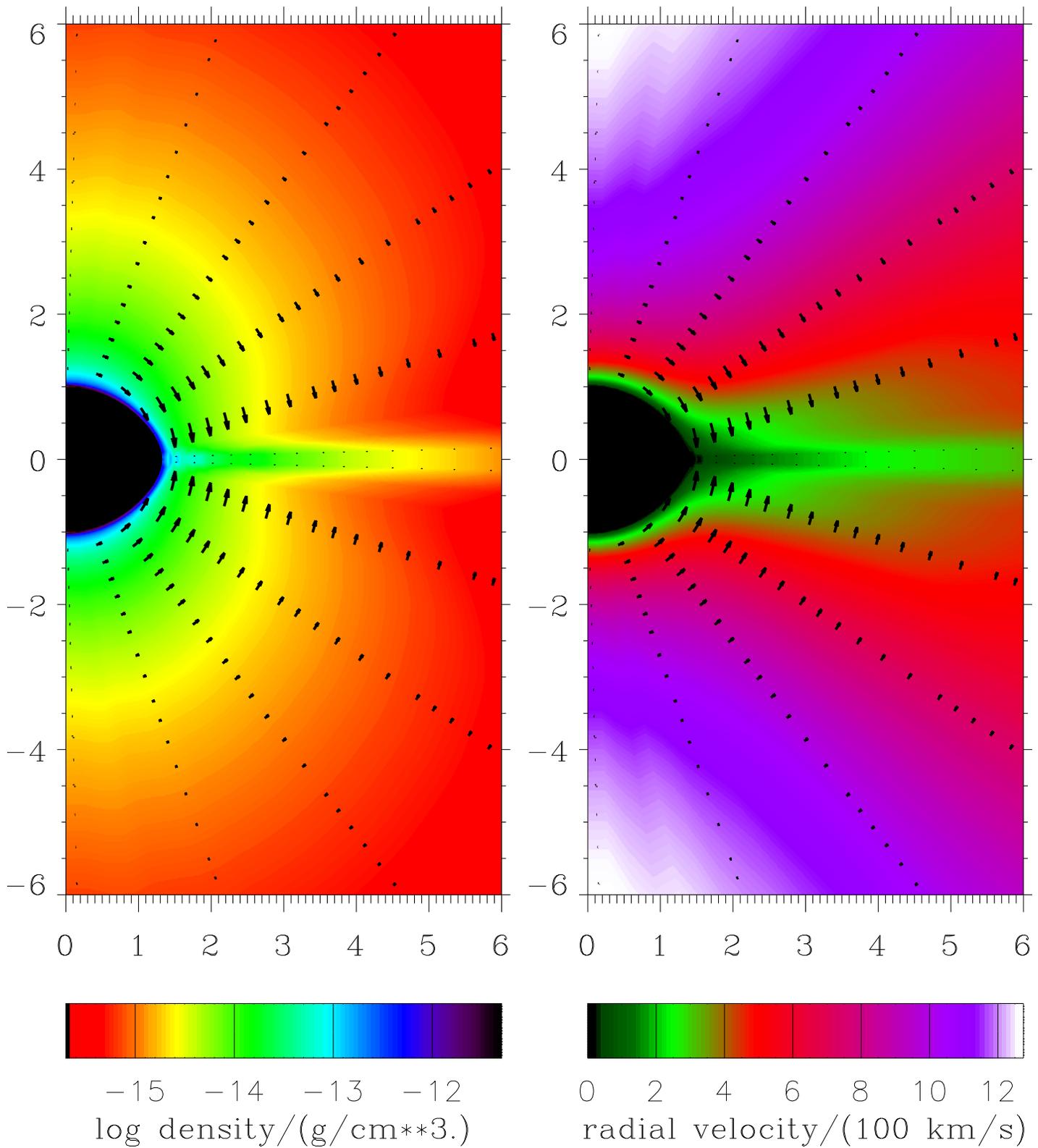


Abbildung 8.8: Dichte und radiales Geschwindigkeitsfeld des Modelles für den B-Sternwind (B30-30, MVII), bei dem $g_{\Theta}^{\text{lines}} = g_{\Phi}^{\text{lines}} = g_{\Theta}^{\text{cont}} \equiv 0$ gesetzt sind. Die Pfeile zeigen die Polargeschwindigkeiten mit einem maximalen Wert $v_{\Theta, \text{max}} \approx 45 \text{ km s}^{-1}$.

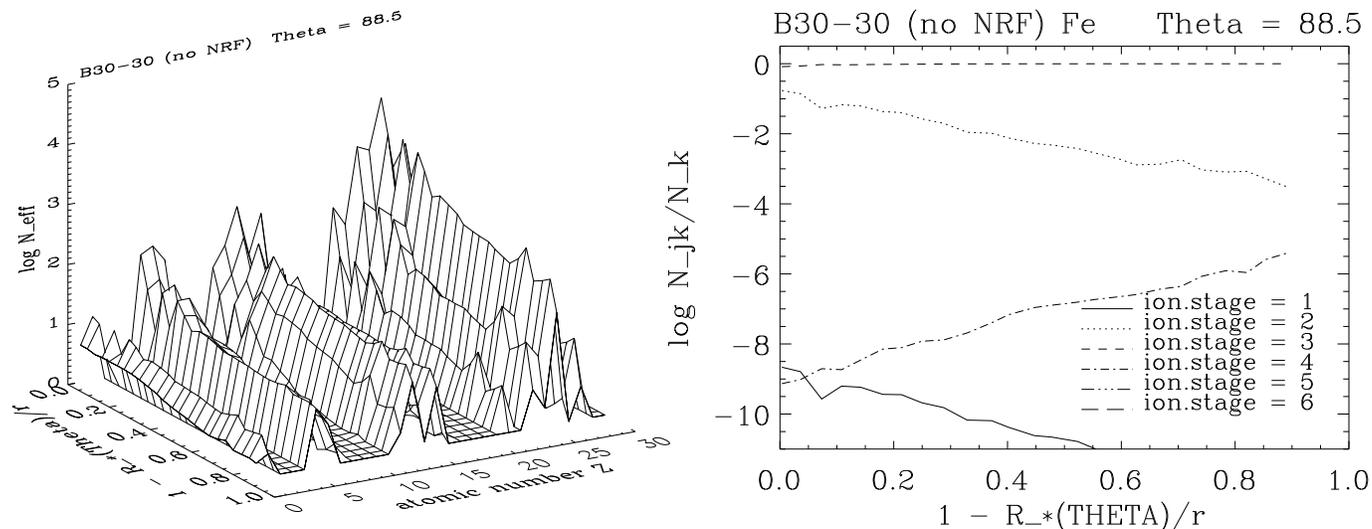


Abbildung 8.9: Modell B30-30 mit $g_{\Theta}^{\text{lines}} = g_{\Phi}^{\text{lines}} = g_{\Theta}^{\text{cont}} \equiv 0$.

Links: $N_{\text{eff}}(Z, r)$ in der Äquatorebene; rechts: Ionisationsverlauf für Eisen in der Äquatorebene.

$\frac{\rho_p}{\rho_{\text{eq}}}(2R_p)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{\text{eq}}}(4R_p)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{\text{eq}}}(6R_p)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{\text{eq}}}(8R_p)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{\text{eq}}}(1R_*)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{\text{eq}}}(2R_*)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{\text{eq}}}(4R_*)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{\text{eq}}}(6R_*)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{\text{eq}}}(8R_*)$
0.29	0.42	0.34	0.54	4.16	0.84	0.64	0.99	1.76

\dot{M}_{total}	$\dot{M}(0^\circ, R_*)$	$\dot{M}(90^\circ, R_*)$	$\dot{M}(0^\circ, 6R_p)$	$\dot{M}(90^\circ, 6R_p)$	$\max(v_{\Theta})$	$v_r(4R_p, 0^\circ)$	$v_{\infty}(90^\circ)$
1.38	3.64	$-1.65 \cdot 10^{-1}$	2.73	1.72	45.4	1355	467

Tabelle 8.2: Numerische Resultate der Simulation für das selbstkonsistente Modell B30-30, bei dem $g_{\Theta}^{\text{lines}} = g_{\Phi}^{\text{lines}} = g_{\Theta}^{\text{cont}} \equiv 0$ gesetzt sind. Notation identisch zu derjenigen in Tab. 7.4; Massenverlustraten in $10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, Geschwindigkeiten in km s^{-1} .

verhindert. Die azimuthale Komponente g_{Φ}^{lines} sorgt vor allem in unmittelbarer Nähe der Äquatorebene für eine Abbremsung der differentiellen Rotation und damit auch eine Dämpfung des Kompressionseffektes.

In Kap. 8.4 zeigen wir, daß sich im Fall einer abrupten Veränderung der Ionisationsverhältnisse durchaus ein *bistabiler* Wind bilden kann, der in der Äquatorebene wesentlich dichter als über den Polen ist.

Entwicklung der Windstruktur bei steigender Rotationsrate. Bisher haben wir das Modell B30-30 bei einer extrem hohen Rotationsrate $v_{\text{rot}} \approx 0.85 v_{\text{crit}}$ untersucht, um die maximal zu erwartenden differentiellen Effekte zwischen Pol und Äquator abschätzen zu können. Betrachtet man dagegen die in Tab. 8.1 aufgeführten Daten für die Modelle B30-30 ($v_{\text{rot}} = 100 \text{ km s}^{-1}$ bzw. $v_{\text{rot}} = 200 \text{ km s}^{-1}$), so zeigt sich bei $v_{\text{rot}} = 100 \text{ km s}^{-1}$ nur ein unwesentlicher Dichtekon-

trast $\rho_p/\rho_{\text{eq}} \approx 1.5$, und auch die lokalen Massenverlustraten variieren nur um einen Faktor $\lesssim 1.5$. Der Einfluß der Rotation auf die polare Variation von $v_\infty(\Theta)$ ist in diesem Fall marginal und beträgt weniger als 100 km s^{-1} . Eine deutlichere Konzentration des Windmaterials in Richtung der Pole ergibt sich für $v_{\text{rot}} = 200 \text{ km s}^{-1}$, wobei ρ_p/ρ_{eq} Werte bis $\lesssim 5$ erreicht. Dieses Verhältnis liegt damit in der gleichen Größenordnung wie die Werte für Modelle mit globalen k_{CAK} , α , δ mit entsprechenden Rotationsraten $v_{\text{rot}}/v_{\text{crit}} \approx 0.6 \dots 0.7$ (vgl. Tab. 7.6). Allerdings ist die Differenz von $v_\infty(0^\circ)$ und $v_\infty(90^\circ)$ immer noch klein ($\lesssim 100 \text{ km s}^{-1}$).

Auffallend ist, daß sich die oberflächenintegrierte Massenverlustrate bei allen drei Rotationsraten kaum von ihrem Pendant für den nichtrotierenden Wind, \dot{M}_{1-D} , unterscheidet. Aufgrund des Gravity Darkening kompensieren sich die Zu- bzw. Abnahme des lokalen Massenflusses über dem Pol bzw. in der Äquatorebene nahezu vollständig! Betrachtet man die Ergebnisse für die anderen Windmodelle (Tab. 8.1), so beträgt auch für diese der Unterschied zwischen $\dot{M}(v_{\text{rot}} \approx 0.83 \dots 0.87)$ und \dot{M}_{1-D} höchstens einen Faktor 2, wobei dieser Maximalwert nur für den Überriesen B60-30 erreicht wird. Für diesen ist $\Gamma_{1-D} = 0.41$ und bedingt einen überproportional starken Anstieg der Massenverlustrate über den Polen (vgl. die Diskussion in Kap. 7.4).

Um die deutliche Zunahme der Rotationseffekte beim Übergang von $v_{\text{rot}} = 200 \text{ km s}^{-1}$ zu $v_{\text{rot}} = 290 \text{ km s}^{-1}$ verständlich zu machen, zeigt Abb. 8.10 den polaren Verlauf der Ionisationsbruchteile von Eisen über dem Pol bzw. in der Äquatorebene und die zugehörigen Beiträge von Eisen zur Linienstrahlungsbeschleunigung.

Der Unterschied von $N_{\text{eff}}(Z, r)$ über den Polen und in der Äquatorebene ist weit weniger ausgeprägt als bei $v_{\text{rot}} = 290 \text{ km s}^{-1}$ (vgl. Abb. 8.10, Mitte mit Abb. 8.4, links oben und rechts unten). Auch fällt N_{eff} für Kohlenstoff in der Äquatorebene monoton mit r ab. Nicht nur über dem Pol, sondern ebenfalls in der Äquatorebene ist die Häufigkeit von FeII viel geringer als sie es bei $v_{\text{rot}} = 290 \text{ km s}^{-1}$ ist (vgl. Abb. 8.10, links oben mit Abb. 8.6, rechts oben). Deshalb stammt bei allen Co-Breiten der Hauptbeitrag von FeIII (im Gegensatz zum Wind mit $v_{\text{rot}} = 290 \text{ km s}^{-1}$, in dem in Äquatornähe FeII dominiert). Des weiteren fällt die wesentlich schwächere Nichtmonotonizität des Verlaufes von $N_{\text{eff}}(r)$ für FeII über dem Pol auf (vgl. Abb. 8.10, links unten mit Abb. 8.5, links unten).

Die im Vergleich zu $v_{\text{rot}} = 290 \text{ km s}^{-1}$ weit geringere Bedeutung von FeII liegt an der deutlich höheren Temperatur am Äquator (vgl. Tab. 7.2: $T_{\text{eff,eq}}(v_{\text{rot}} = 200 \text{ km s}^{-1}) = 18146 \text{ K}$ bzw. $T_{\text{eff,eq}}(v_{\text{rot}} = 290 \text{ km s}^{-1}) = 14605 \text{ K}$). Der Wind mit $v_{\text{rot}} = 200 \text{ km s}^{-1}$ ist bei weitem nicht so asymmetrisch wie derjenige mit $v_{\text{rot}} = 290 \text{ km s}^{-1}$, und der force multiplier M beträgt bei $\Theta = 90^\circ$ maximal $\lesssim 25$ (Abb. 8.10, rechts oben) und nimmt von Pol zu Äquator monoton zu (für $v_{\text{rot}} = 290 \text{ km s}^{-1}$ ist $M \lesssim 80$, vgl. Abb. 8.3, unten).

Nun verstehen wir auch das nichtmonotone Verhalten von M bei festem r nahe der kritischen Geschwindigkeit in Abb. 8.3: Das anfängliche Anwachsen erklärt sich durch das deutliche Absinken der Winddichte (und damit von t_r) mit Θ . Nahe der Äquatorebene steigt N_{eff} aufgrund des zunehmenden Beitrages von FeIII. Bei $v_{\text{rot}} = 290 \text{ km s}^{-1}$ ist dieses polare Verhalten von N_{eff} weit stärker ausgeprägt als bei $v_{\text{rot}} = 200 \text{ km s}^{-1}$, wie Abb. 8.11 zeigt.

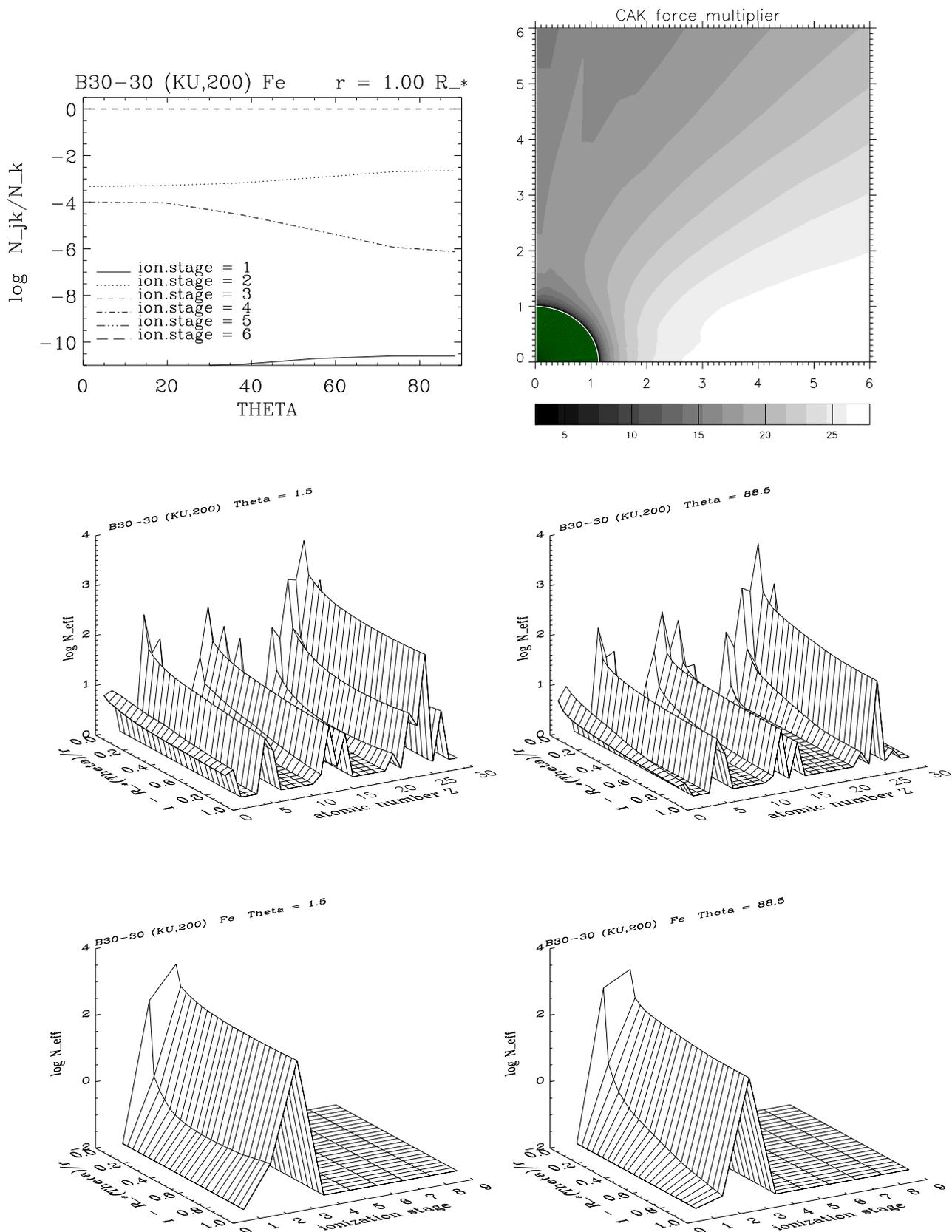


Abbildung 8.10: Modell B30-30 bei $v_{\text{rot}} = 200 \text{ km s}^{-1}$. Oben: Ionisationsverlauf von Eisen am Sternrand (links); force multiplier $M(\Theta, r)$ (rechts). Mitte: N_{eff} für alle Elemente über dem Pol (links) bzw. in der Äquatorebene (rechts). Unten: N_{eff} für Eisen über dem Pol (links); N_{eff} für Eisen in der Äquatorebene (rechts).

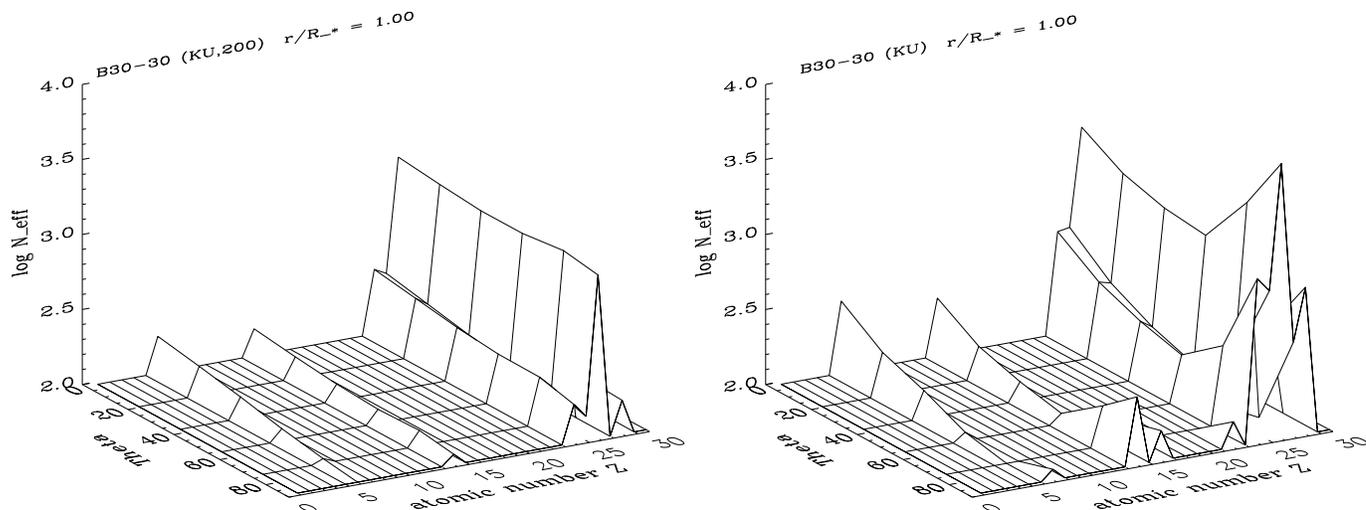


Abbildung 8.11: $N_{\text{eff}}(\Theta, Z)$ am Sternrand für Modell B30-30 (MVII) bei Bestrahlung durch Kurucz-Flußverteilungen. Links: $v_{\text{rot}} = 200 \text{ km s}^{-1}$; rechts: $v_{\text{rot}} = 290 \text{ km s}^{-1}$.

8.3.1.2 Beleuchtung durch Plancksch strahlende Sternoberfläche

Wie groß der Einfluß der verwendeten spektralen Energieverteilung ist, veranschaulicht die folgende Betrachtung des Modelles B30-30 bei Beleuchtung durch eine Plancksch strahlende Sternoberfläche. In Tab. 8.1 sind die numerischen Resultate dieser Simulation aufgeführt. Vergleicht man die Daten dieses Modelles (MVII, PL) mit denjenigen bei Bestrahlung durch Kurucz-Flußverteilungen (MVII, KU), so ergeben sich folgende Unterschiede: Bei Planckscher Bestrahlung ist die Massenverlustrate $\dot{M} = 3.85 \cdot 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ um etwa einen Faktor 30 kleiner als bei nicht-Planckscher Beleuchtung ($\dot{M} = 1.12 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$). Der Vergleich der Ionisationsverläufe in Abb. 8.13 mit denjenigen in Abb. 8.6 bzw. 8.7 zeigt, daß die Hauptionisationsstufen bei Planckscher Beleuchtung im allgemeinen um eins höher liegen als im nicht-Planckschen Fall, was in Übereinstimmung mit den Resultaten der Untersuchung in Kap. 4.5.2 (siehe Abb. 4.17) steht. Aufgrund der global höheren Hauptionisationsstufen ist im Modell (MVII, PL) die Gesamtzahl der treibenden Linien und dadurch N_{eff} kleiner, was die deutlich geringere Massenverlustrate zur Folge hat.

Abb. 8.12 zeigt den Beitrag der einzelnen Elemente zur Beschleunigung über dem Pol bzw. in der Äquatorebene. Das Hauptgewicht liegt nun nicht mehr auf Eisen, sondern auf der CNO-Gruppe und den Elementen Silizium ($Z = 14$), Schwefel ($Z = 16$) und Argon ($Z = 18$). Dies liegt im wesentlichen daran, daß die ungesättigten Eisenlinien im wesentlich dünneren Wind nicht mehr so effektiv beschleunigen können wie im dichteren Wind des Modelles (B30-30, MVII, KU). Nur in unmittelbarer Nähe des Sterns macht sich die große Dichte durch den überwiegenden Beitrag von Eisen bemerkbar.

Über dem Pol liefert CIII den Hauptbeitrag (im Gegensatz zum Modell (MVII, KU), bei dem CII dominiert, vgl. Abb. 8.12, unten mit Abb. 8.5, oben).

Der nichtmonotone Verlauf von $N_{\text{eff}}(r)$ für Kohlenstoff bei $\Theta = 88.5^\circ$ (Abb. 8.12, unten

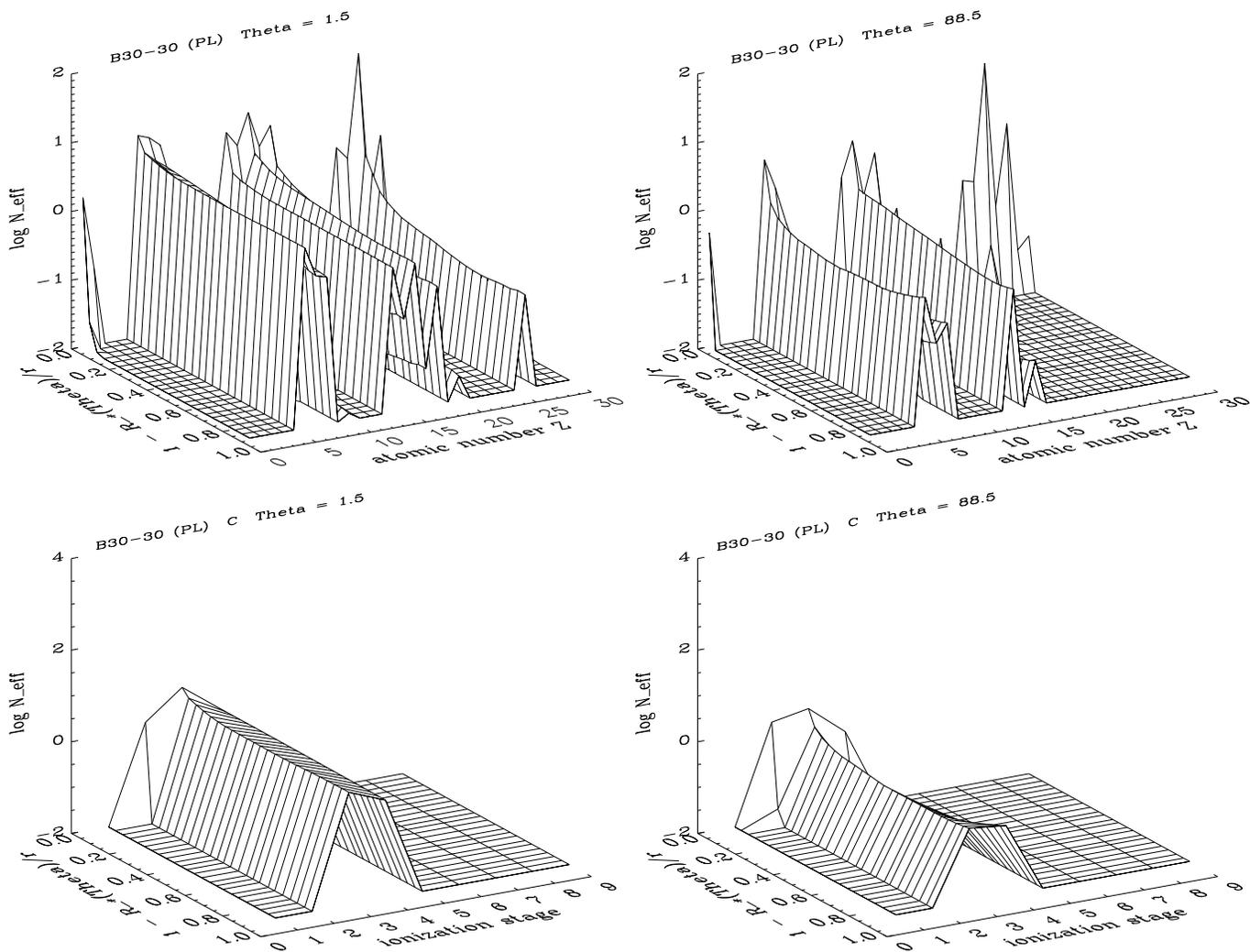


Abbildung 8.12: Modell B30-30 bei Beleuchtung durch Plancksch strahlende Sternoberfläche. Oben: Beitrag zur Linienstrahlungsbeschleunigung N_{eff} über Ordnungszahl Z und Radius $(1 - R_*(\Theta))/r$ über dem Pol (links) bzw. in der Äquatorebene (rechts). Unten: N_{eff} für die einzelnen Ionisationsstufen von Kohlenstoff über dem Pol (links) bzw. in der Äquatorebene (rechts).

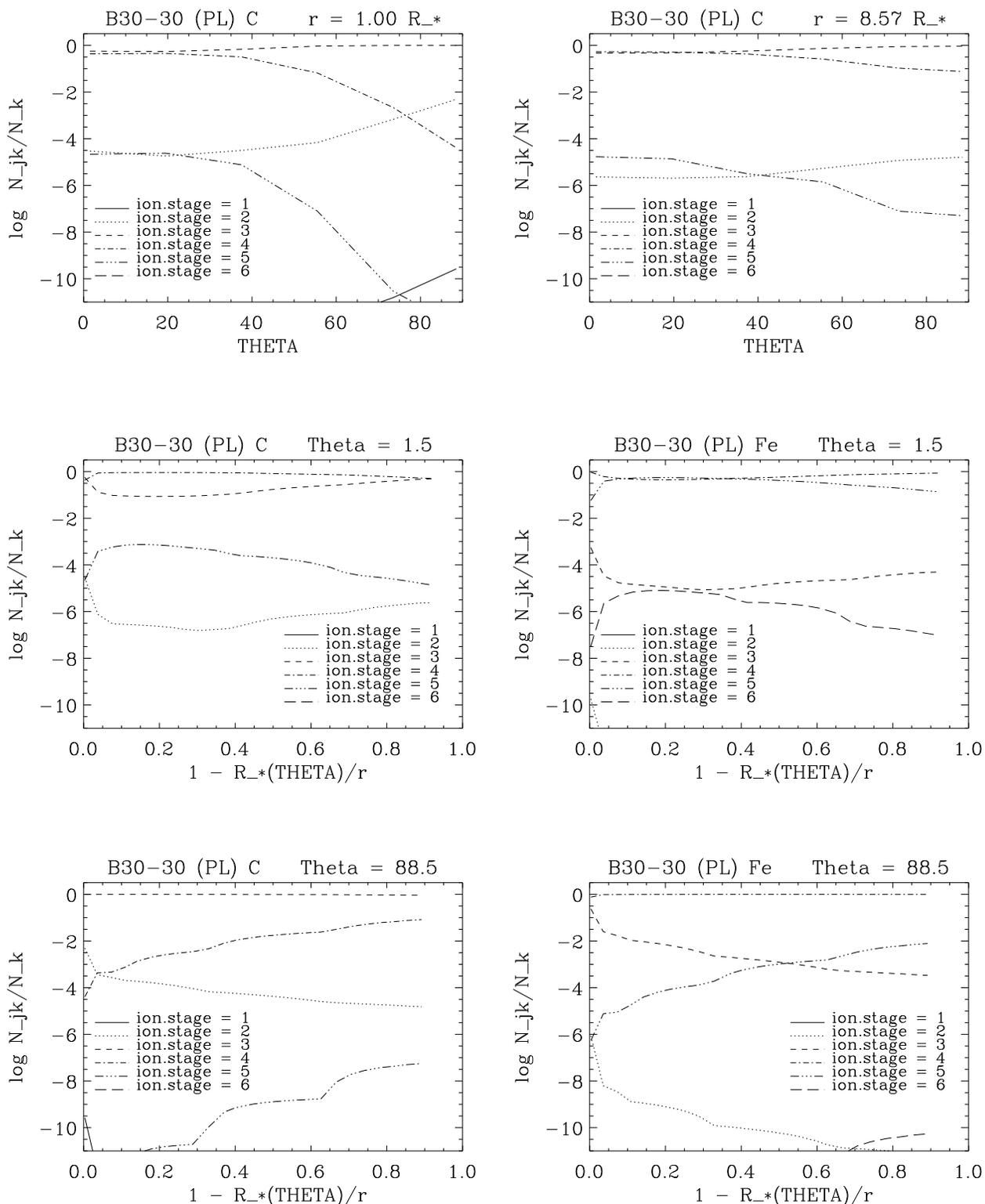


Abbildung 8.13: Modell B30-30 bei Planckscher Bestrahlung.

Oben: Polarer Ionisationsverlauf von Kohlenstoff am Sternrand (links) bzw. bei $r \approx 8.6 R_*(\Theta)$ (rechts). Mitte: radialer Verlauf der Ionisationsbruchteile f_{jk} von Kohlenstoff (links) und Eisen (rechts) über dem Pol.

Unten: f_{jk} von Kohlenstoff (links) und Eisen (rechts) in der Äquatorebene.

$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(2R_p)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(4R_p)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(6R_p)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(8R_p)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(1R_*)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(2R_*)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(4R_*)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(6R_*)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(8R_*)$
3.37	4.91	5.20	5.37	2.25	8.37	8.73	9.59	10.1

\dot{M}_{total}	$\dot{M}(0^\circ, R_*)$	$\dot{M}(90^\circ, R_*)$	$\dot{M}(0^\circ, 6R_p)$	$\dot{M}(90^\circ, 6R_p)$	$\min(v_\Theta)$	$v_\infty(0^\circ)$	$v_\infty(90^\circ)$
1.47	2.56	0.200	3.76	0.54	-44.7	949	752

Tabelle 8.3: Numerische Resultate der Simulation für das Modell B30-30 mit *globalen* k_{CAK} , α , δ nach $2 \cdot 10^6$ s. Notation identisch zu derjenigen in Tab. 7.4; Massenverlustraten in $10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$, Geschwindigkeiten in km s^{-1} .

rechts) erklärt sich für die Ionisationsstufen CIII und CIV in der gleichen Weise wie für CII und CIII im Modell (MVII, KU): Mit zunehmender Entfernung vom Stern nimmt $\bar{T}_{\text{eff,cont}}$ und damit der Anteil von CIV zu (siehe Abb. 8.13, unten links), so daß auch diese Ionisationstufe effektiv zu N_{eff} beitragen kann.

Betrachten wir in Abb. 8.13 (oben links) den Verlauf der einzelnen Ionisationsstufen von Kohlenstoff am Sternrand, so fällt ein deutlicher polarer Ionisationsgradient von CIV auf, der sich auch in einem merklich geringeren Beitrag von CIV zur Gesamtbeschleunigung in der Äquatorebene als über dem Pol auswirkt (vgl. Abb. 8.12 unten links mit unten rechts). Im Gegensatz dazu *gewinnt* im Modell (MVII, KU) die *Nebenionisationsstufe* FeII *des meistbeitragenden Elementes Eisen zur Äquatorebene hin in Sternnähe deutlich an Bedeutung* (siehe Abb. 8.5, unten), so daß sich letztendlich ein geringerer Abfall des Beitrages des wichtigsten Elementes zu N_{eff} von Pol zum Äquator hin ergibt als im Modell (MVII, PL). Dadurch ist bei letzterem das Verhältnis ρ_p/ρ_{eq} größer als bei Beleuchtung mit Kurucz-Flüssen.

Diese Diskrepanz macht sich selbst noch im Außenbereich des Windes bemerkbar, wo die f_{jk} noch merklich deutlicher von Θ abhängen als im Modell (MVV, KU) (vgl. Abb. 8.13, oben rechts mit Abb. 8.6, unten links).

8.3.1.3 Ein Vergleichsmodell mit mittleren globalen k_{CAK} , α , δ

Am Schluß dieses Abschnittes wollen wir noch auf ein Modell eingehen, das für die gleichen Parameter wie die des Modelles B30-30 ($v_{\text{rot}} = 290 \text{ km s}^{-1}$), aber mit *globalen* k_{CAK} , α , δ , die geschätzte Mittelwerte aus Abb. 8.3 darstellen, berechnet worden ist. Wir wählen anhand Abb. 8.3 (oben) die Parameter $k_{CAK} = 0.50$, $\alpha = 0.54$ und $\delta = 0.10$, die globalen Mittelwerten der in dieser Abbildung gezeigten Parameter entsprechen. Die numerischen Resultate sind in Tab. 8.3 aufgeführt.

Die Gesamtmassenverlustrate $\dot{M} = 1.47 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$ entspricht in etwa derjenigen bei selbstkonsistenter Rechnung ($\dot{M} = 1.12 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$), aber der Dichtekontrast ρ_p/ρ_{eq} beträgt nur etwa die Hälfte desjenigen im ursprünglichen Modell. Zwar machen sich bei einer Rechnung mit globalen k_{CAK} , α , δ auch die Effekte aufgrund der nichtradialen Strahlungsbeschleunigung und des Gravity Darkening bemerkbar. Allerdings reagiert der Wind *nicht* auf Ionisationsgradienten (die aufgrund der Temperaturabhängigkeit in der polaren Richtung ausgeprägter als in der radialen sind). Die in der selbstkonsistenten Beschreibung über dem Pol gegen- bzw. in der

Äquatorebene miteinander wirkenden Effekte des radialen Verlaufs von Dichte und mittlerem Strahlungsfeld auf die Ionisationsstruktur sind letztendlich der Grund für die Ausbildung des stärkeren Dichtekontrastes zwischen dem Wind über dem Pol und in der Äquatorebene.

Also verstärken die Non-LTE-Effekte im Fall eines optisch dünnen Kontinuums die prolate Struktur im Vergleich zu Modellen mit konstanten k_{CAK} , α , δ .

Streng genommen ist es nicht ganz korrekt, bei den im Vergleichsmodell verwendeten k_{CAK} , α , δ von „Mittelwerten“ zu sprechen, da δ unmittelbar am Äquator Werte bis $\delta \lesssim 0.3$ besitzt und im übrigen Wind in etwa $0.05 \dots 0.07$ beträgt. Eine Über- bzw. Unterschätzung dieses Parameters im Vergleichsmodell wirkt sich auf die radiale Expansion und damit den reinen Windkompressionseffekt aus, indem dieser über- bzw. unterschätzt werden kann. Das wiederum könnte das Dichteverhältnis $\rho_{\text{eq}}/\rho_{\text{p}}$ in diesem Modell verkleinern bzw. vergrößern. Allerdings scheint eine Fehleinschätzung der Mittelwerte, die eine Veränderung in $\rho_{\text{eq}}/\rho_{\text{p}}$ um einen Faktor 2 zur Folge hätte, sehr unwahrscheinlich.

Auf jeden Fall sorgen die oben beschriebenen Ionisationseffekte dafür, daß am Äquator in einem dünneren Wind mit wachsender Entfernung vom Stern stets höhere Ionisationsstufen bevorzugt werden. Diese werden für die Linienstrahlungsbeschleunigung so gut wie immer ein weniger reiches Spektrum zur Verfügung stellen als die niedrigeren Stufen. Am Pol dagegen werden mit wachsendem Abstand von der Sternoberfläche niedrigere Ionisationsstufen favorisiert, und die Linienstrahlungsbeschleunigung ist längere Zeit effizient als in der Äquatorebene.

Die einzige Ausnahme, die man sich in dieser Beziehung vorstellen könnte, wäre gegebenenfalls durch den Übergang von FeIII nach FeIV in der Äquatorebene gegeben, da FeIV ein extrem reiches Spektrum besitzt. (Dabei ist auch noch von Bedeutung, ob der Übergang zur höheren Ionisationsstufe vor dem Punkt erfolgt, an dem sich die Massenverlustrate einstellt.) Allerdings ist diese Ionisationsstufe im Temperaturbereich von 20000 K nicht von Bedeutung.

In diesem Sinne kann davon ausgegangen werden, daß die selbstkonsistente Beschreibung generell die prolate Struktur verstärken sollte, vorausgesetzt, der Wind ist überall optisch dünn im Lyman-Kontinuum.

8.3.2 Weitere B-Sternwind-Modelle

Nachdem wir im letzten Abschnitt die wesentlichen Konsequenzen der Rotation für die Morphologie und Ionisationsstruktur anhand eines exemplarischen B-Sternwindes differentiell studiert haben, gehen wir nun auf die weiteren Windmodelle näher ein. Im Hinblick auf die beträchtlichen Rechenzeiten haben wir uns auf den B-Stern-Bereich beschränkt und überstreichen alle Leuchtkraftklassen im Temperaturbereich von 20000 K.

Abb. 8.14, 8.15 zeigen die Dichte, das radiale Geschwindigkeitsfeld und den force multiplier $M(t_r)$ für die sechs Modelle B10-7.5, B15-10, B15-15, B20-20, B45-30 und B60-30. Die numerischen Ergebnisse sind in Tab. 8.1 aufgeführt.

Das wohl wichtigste Ergebnis ist, daß sich bei keinem dieser Modelle eine Konzentration des Windmaterials zur Äquatorebene ergibt, sondern die Ausbildung einer verdichteten Strömung über den Polen. Die prinzipielle Morphologie ist in allen sechs Objekten sehr ähnlich, da sie alle etwa die gleiche Rotationsrate $v_{\text{rot}}/v_{\text{crit},2\text{-D}} \approx 0.83 \dots 0.87$ und damit einen entsprechenden polaren Verlauf der Effektivtemperatur auf der Oberfläche besitzen. Die Absolutwerte des force multipliers sinken naturgemäß mit zunehmender Dichte des Windes.

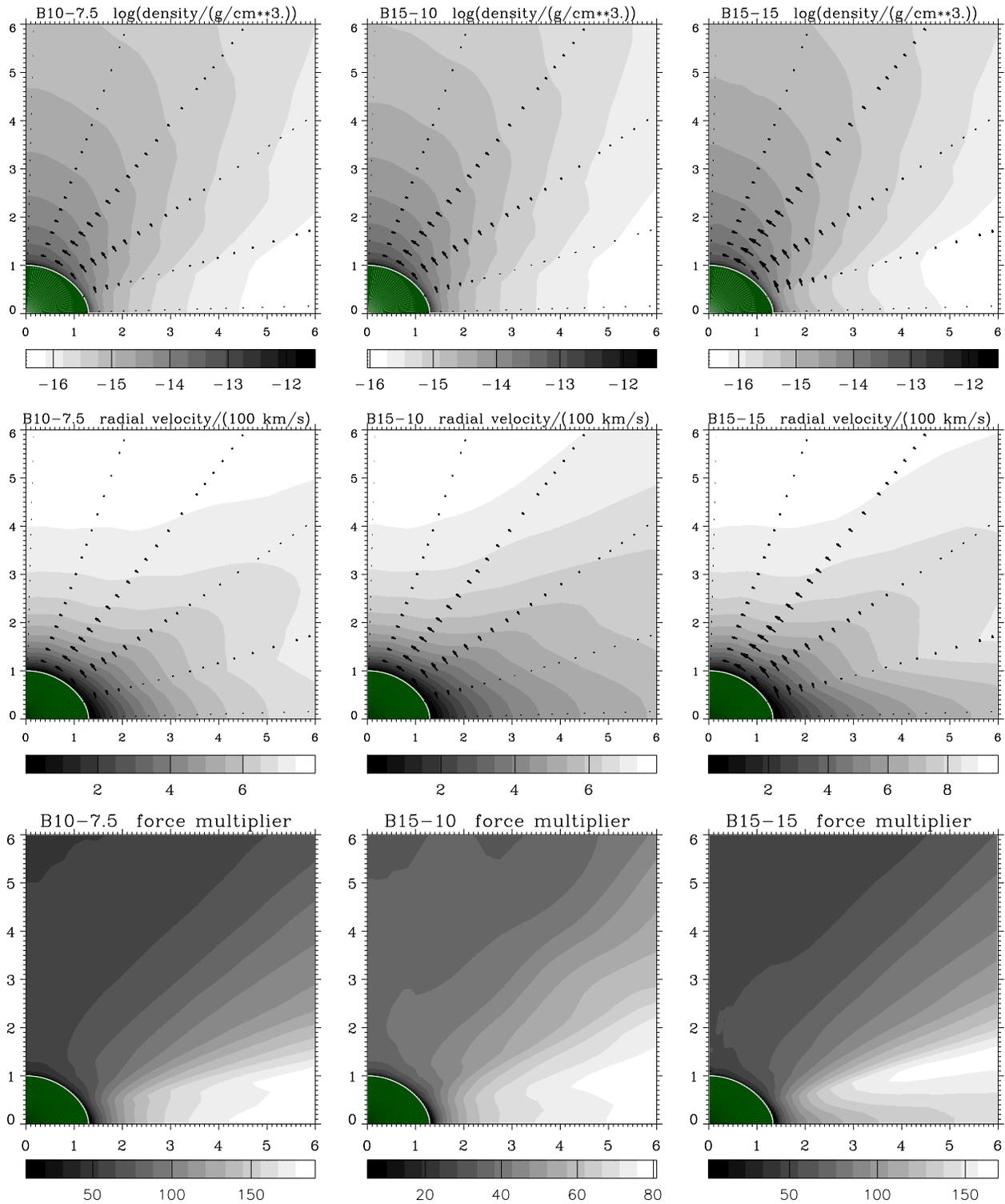


Abbildung 8.14: Dichte (oben), radiales Geschwindigkeitsfeld (Mitte) und force multiplier M (unten) für weitere B-Sternwind-Modelle.

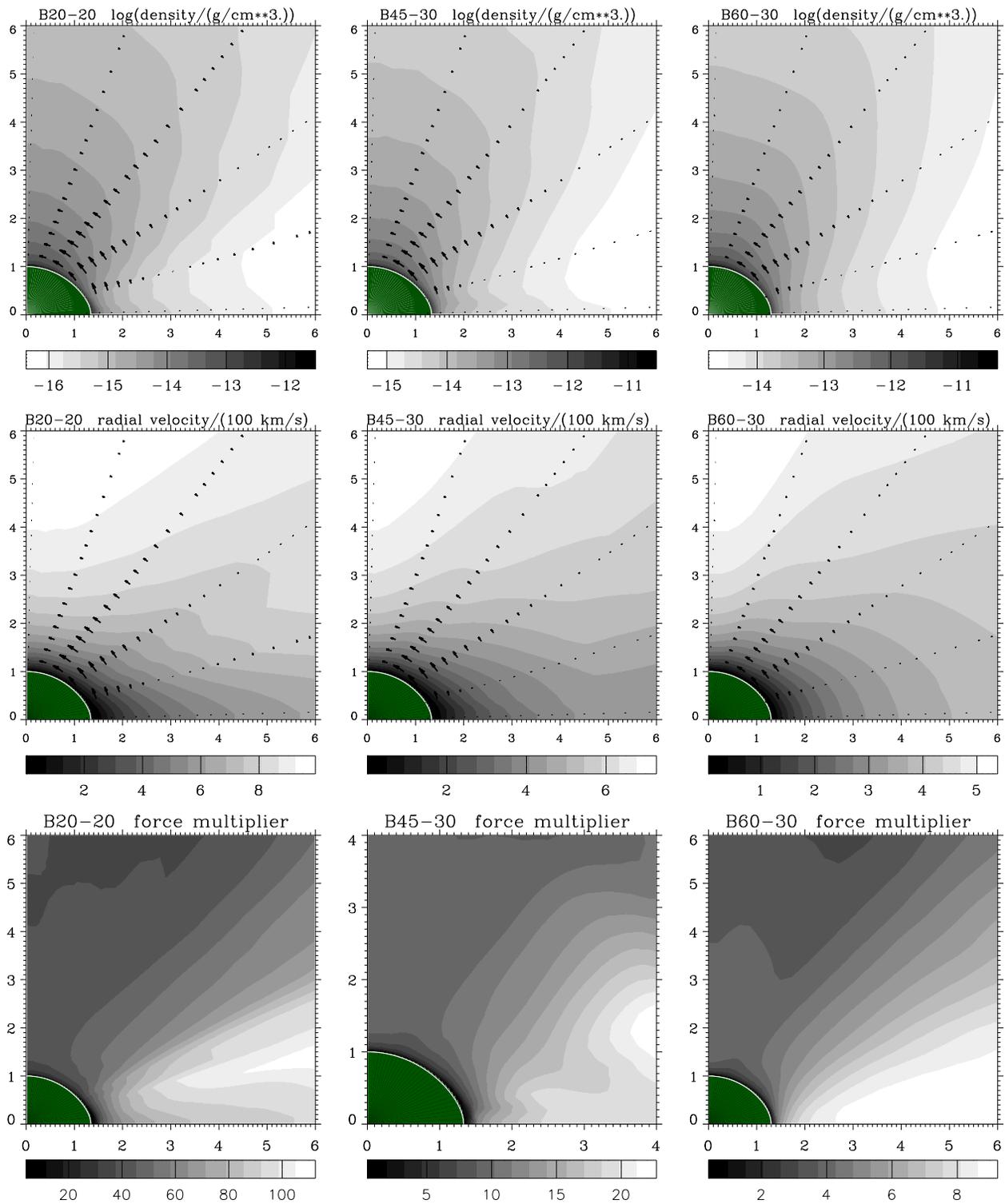


Abbildung 8.15: Dichte (oben), radiales Geschwindigkeitsfeld (Mitte) und force multiplier M (unten) für weitere B-Sternwind-Modelle.

Modell	$\tau_L(0^\circ)$	$\tau_L(22^\circ)$	$\tau_L(45^\circ)$	$\tau_L(67^\circ)$	$\tau_L(90^\circ)$
B10-7.5 (MVII)	0.04	0.03	0.02	0.01	0.005
B15-10 (MVII)	0.20	0.17	0.13	0.06	0.03
B15-15 (MVII)	0.07	0.043	0.035	0.009	0.009
B20-20 (MVII)	0.10	0.10	0.08	0.017	0.019
B30-30 (MVII,100)	0.15	0.13	0.085	0.085	0.09
B30-30 (MVII,200)	0.21	0.17	0.16	0.11	0.09
B30-30 (MVII,290)	0.42	0.37	0.28	0.07	0.04
B30-30 (MVII,P)	$3.3 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-5}$	$7.2 \cdot 10^{-6}$
B59-35 (MVIII)	0.087	0.11	0.96	12.2	152
B45-30 (MVII)	9.8	8.3	13.5	11.5	25.4
B60-30 (MVII)	119	89	96	93	61

Tabelle 8.4: Optische Tiefe im Lyman-Kontinuum τ_L nach Gl. (8.3) für die untersuchten B-Sternwind-Modelle bei verschiedenen Co-Breiten Θ . Für Modell B59-35 (MVIII) wurde eine modifizierte force multiplier-Parametrisierung (Anhang A.4) und eine gleichförmig strahlende Sternoberfläche ($T_{\text{eff}}(\Theta) \equiv 20000$ K) angenommen.

Die Annahme eines optisch dünnen Kontinuums ist ab Modell B59-35 nicht mehr gültig, da nicht für alle Co-Breiten $\tau_L < 1$ gilt.

P: Plancksche Bestrahlung. Die Zahlen in Klammern geben die jeweiligen Rotationsraten v_{rot} in km s^{-1} an. Alle anderen Sternparameter wie in Tab. 7.1 bzw. Tab. 7.2.

Die prolate Windstruktur ist in erster Linie durch das Gravity Darkening bedingt, das für einen Massenverlust am Sternrand sorgt, der am Pol um einen Faktor 30...5 größer als am Äquator ist (von Hauptreihensternen zu Superriesen hin abnehmend, was daran liegt, daß sich in den dünneren Winden die polaren Ionisationsgradienten der CNO-Gruppe so deutlich auf den Dichtekontrast auswirken; vgl. die Diskussion auf S. 198). Um diesen Trend zu verfolgen, haben wir bewußt auch Modelle für B-Überriesen-Winde gerechnet, obwohl diese im unteren Windbereich auf jeden Fall optisch dick im Lyman-Kontinuum sein sollten und unsere Non-LTE-Beschreibung unter Annahme eines optisch dünnen Kontinuums an sich nicht mehr zutreffend ist. Diese Sequenz erlaubt uns aber eine qualitative Einschätzung des *polaren Verlaufes von τ_L* und damit eine Vorhersage, für welche Objekte der in Kap. 1.3.2 und 8.4 diskutierte Bistabilitätseffekt von Bedeutung sein könnte. In Tab. 8.4 ist der polare Verlauf der mit Gl. (8.3) (siehe Kap. 8.4) berechneten optischen Tiefe τ_L im Lyman-Kontinuum für die verschiedenen B-Sternwinde aufgeführt.

Die Windendgeschwindigkeit nimmt in allen Modellen von Pol zu Äquator ab, auch für das B-Überriesen-Modell B60-30 mit $\Gamma_{1-D} = 0.41$. Im Hinblick auf die Diskussion in Kap. 7.4 könnte man für diesen Wind an sich eine Zunahme von v_∞ mit Θ erwarten, aber bei diesem Objekt ist im Gegensatz zum O-Überriesen-Modell (vgl. Abb. 7.17) Γ noch nicht groß genug, um über die Dichteabhängigkeit von g_r^{lines} das Verhalten von $v_\infty(\Theta)$ umzukehren (vgl. die Diskussion in Kap. 7.4, S. 168).

In nahezu allen Fällen weicht die oberflächenintegrierte Massenverlustrate \dot{M} nur unwesent-

lich vom 1-D Wert \dot{M}_{1-D} für $v_{\text{rot}} = 0$ ab, da der zusätzliche Massenverlust über den heißen Polen fast gänzlich durch den reduzierten Massenstrom in der Äquatorebene kompensiert wird. Eine Ausnahme bildet der Überriese B60-30, für den Γ_{1-D} 0.41 beträgt und deshalb zu einem besonders starken Anstieg des Massenverlustes über dem Pol führt, so daß insgesamt \dot{M} um einen Faktor ~ 2 größer als \dot{M}_{1-D} ist.

8.3.3 Modell für einen O-Überriesen-Wind

Wie in der Einleitung (Kap. 1.2) beschrieben, sind O-Überriesen aufgrund ihrer hohen Leuchtkraft von besonderer diagnostischer Bedeutung, insbesondere in Bezug auf die Eichung der Windimpuls-Leuchtkraft-Relation (S. 4), weshalb wir auch für ein solches Objekt ein selbstkonsistentes Modell vorstellen möchten. Der Paradestern ζ Puppis (O4 Ia(f)), dessen Parameter wir für unser Modell annehmen, ist das am detailliertesten untersuchte Objekt dieses Spektraltyps und erlaubt einen Vergleich unserer theoretischen Resultate mit beobachteten Windgrößen.

Optisch dickes HeII-Kontinuum. Bevor wir die numerischen 2-D Modelle diskutieren, müssen wir auf ein Kernproblem der Non-LTE-Beschreibung der Winde von O-Überriesen eingehen: Kurzwellenlängig der HeII-Kante bei 228 Å wird das *Kontinuum optisch dick*. Beschreibt man für diese Objekte die Bestrahlung durch eine Kurucz-Flußverteilung, die für $\lambda < 228$ Å einen deutlichen Abfall des Strahlungsflusses zeigt, liegen die Hauptionisationsstufen der wichtigsten zur Linienstrahlungsbeschleunigung beitragenden Elemente um ein bis zwei Stufen unterhalb derjenigen, die man *tatsächlich* für ein optisch dickes HeII-Kontinuum erwarten würde. Demzufolge werden die resultierenden force multiplier überschätzt, und die Massenverlustraten der hydrodynamischen Modelle können bis zu einem Faktor $\gtrsim 10$ größer sein als diejenigen, die sich bei Beleuchtung durch eine Plancksch strahlende Sternoberfläche ergeben.⁶ Dieses Verhalten stellt im Vergleich zur Situation bei B-Sternen (optisch dünnes Lyman-Kontinuum) den geradezu entgegengesetzten Fall dar!

Besonders bemerkenswert dabei ist, daß der Anteil des Flußbeitrages kurzwellenlängig von 228 Å am *Gesamtfluß* für $T_{\text{eff}} = 42000$ K äußerst gering ist ($H_{\nu}(228 \text{ Å})/H_{\nu, \text{max}} = 1.8 \cdot 10^{-3}$), aber trotzdem ausreicht, um die gesamte Ionisationsstruktur und damit die Anzahl der zur Verfügung stehenden treibenden Linien drastisch zu verändern

Ein Versuch, das soeben geschilderte Dilemma zu umgehen, liegt in der Anwendung einer aus detaillierten 1-D Non-LTE-Rechnungen abgeleiteten (empirischen) Korrektur: Für Wellenlängen kleiner oder gleich der exakten Kantenwellenlänge ($\lambda \leq 228$ Å) setzen wir für die Strahlungstemperatur in Gl. (4.115) $T_{\text{rad}} \equiv 0.8 T_{\text{eff}}$ und in Gl. (4.115, 4.122) $W \equiv 1$. Mit diesem Ansatz liefert die selbstkonsistente 1-D Rechnung einen Wind mit einer Massenverlustrate $\dot{M}_{1-D} = 9.90 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ und einer Endgeschwindigkeit $v_{\infty, 1-D} = 1205 \text{ km s}^{-1}$. Das heißt, der Wind, dessen \dot{M} in einer der Beobachtung entsprechenden Größenordnung liegt (Pu96 finden $\dot{M} = 5.90 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, $v_{\infty} = 2250 \text{ km s}^{-1}$), wird im Außenbereich nicht auf den beobachteten

⁶Auch ist es nicht unproblematisch, den Wind mit geglätteten Kurucz-Flußverteilungen zu bestrahlen, da durch die Glättung der Ionisationskante die Strahlungstemperatur kurzwellenlängig von 228 Å signifikant ansteigen kann. Da die Ionisationsenergien der wichtigsten Ionen vielfach jenseits von 228 Å liegen (so z.B. OIII \rightarrow OIV bei 225.64 Å, OIV \rightarrow OV bei 160.16 Å, FeV \rightarrow FeV bei 226.25 Å), kann die resultierende Ionisationsstruktur durch Überschätzung der Strahlungstemperatur völlig falsch sein.

Wert beschleunigt. Das liegt daran, daß die Häufigkeit der dort wirksamen hohen Ionisationsstufen v.a. der CNO-Gruppe auch mit dieser Näherung quantitativ nur unbefriedigend beschrieben wird. Diese Diskrepanz erklärt sich unter anderem durch die nicht vorhandene Ionisation im EUV durch Röntgenstrahlung.

Insgesamt betrachtet stellt die Non-LTE-Beschreibung von O-Überriesen-Winden immer noch eine Herausforderung an die Theorie dar, insbesondere, was die Rolle des optisch dicken HeII-Kontinuums betrifft. In den UV-Spektren von O-Überriesen finden sich zahlreiche Linien von FeIV, FeV, CIV, OV, OVI und NV, die allesamt auf für diesen Spektraltyp an sich nicht zu erwartende vorhandene hohe Ionisationsstufen hinweisen (z.B. Haser 1995). Dieses Problem der „Superionisation“ wurde von Pauldrach (1987) durch selbstkonsistente Non-LTE-Rechnungen erstmals erfolgreich angegangen (vgl. Kap. 1.1, S. 3). Wie diese Rechnungen gezeigt haben, ist eine wesentliche Voraussetzung für die Existenz dieser hohen Ionisationsstufen, daß *angeregte* Niveaus durch Stoßprozesse bevölkert werden. Von diesen aus kann dann die Ionisation der jeweiligen Spezies durch Strahlung im EUV erfolgen. Die dazu benötigten starken Resonanzlinienübergänge, die zur Population dieser Niveaus notwendig sind, berücksichtigen wir allerdings nicht in unserer vereinfachten Non-LTE-Beschreibung (vgl. Kap. 4.4.2, S. 78).

Im Außenbereich des Windes bestimmt zusätzlich auch die EUV-Strahlungskomponente des Röntgenspektrums die Erzeugung hoher Ionisationsstufen. Da die quantitativ korrekte Behandlung dieses Problems weit über den Rahmen dieser Arbeit hinausginge, beschränken wir uns für die im folgenden präsentierte 2-D Simulation auf ein Modell mit Planczksch strahlender Sternoberfläche.

Abb. 8.16 zeigt Dichte und Geschwindigkeitsfeld des selbstkonsistent berechneten O-Überriesen-Modelles (O4, MVII) mit $v_{\text{rot}} = 250 \text{ km s}^{-1}$. Auch für diesen Spektraltyp ergibt sich eine prolate Dichtestruktur und (in Übereinstimmung mit dem Modell mit konstanten k_{CAK} , α , δ) ein radiales Geschwindigkeitsfeld, dessen Endgeschwindigkeit $v_{\infty}(\Theta)$ von Pol zu Äquator zunimmt. Letzteres ist eine Folge der Dichteabhängigkeit der Linienstrahlungsbeschleunigung g_r^{lines} (vgl. Kap. 7.4). Die Polargeschwindigkeit v_{Θ} ist negativ mit einem Minimalwert $v_{\Theta, \text{min}} \approx -80 \text{ km s}^{-1}$. Wie bei allen anderen 2-D Windmodellen weicht auch bei diesem die oberflächenintegrierte Massenverlustrate $\dot{M} = 3.90 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ nur unwesentlich von $\dot{M}_{1-D} = 3.79 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ab.

Selbst beim Modell mit $v_{\text{rot}} = 350 \text{ km s}^{-1}$ ergibt sich mit $\dot{M} = 4.44 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ein sehr ähnlicher Wert (vgl. Tab. 8.1).

Da wir anhand des Modelles B30-30 bereits sehr ausführlich die verschiedenen Effekte der Rotation auf die Ionisationsstruktur und den Beitrag der einzelnen Ionisationsstufen verschiedener Elemente zur Linienstrahlungsbeschleunigung eingegangen sind, stellen wir für dieses O-Überriesen-Windmodell nur die wichtigsten Ergebnisse graphisch dar.

Abb. 8.17 (oben) zeigt die Größe N_{eff} für die einzelnen Elemente über dem Pol bzw. in der Äquatorebene. Im Gegensatz zu den betrachteten B-Sternwinden ist Eisen nur in Sternnähe das am meisten beschleunigende Element. Für größere r ist Eisen in diesem Wind (obwohl er eine nicht unbeträchtliche Massenverlustrate besitzt) nicht mehr von Bedeutung. Der grundsätzliche Unterschied zu den dichteren B-Stern-Winden ist die Dominanz der CNO-Gruppe und der Elemente Schwefel ($Z = 16$), Argon ($Z = 18$) und Calcium ($Z = 20$) im Außenbereich des Windes.

Im Gegensatz zur Linienstrahlungsbeschleunigung im Temperaturbereich [15000 K, 25000

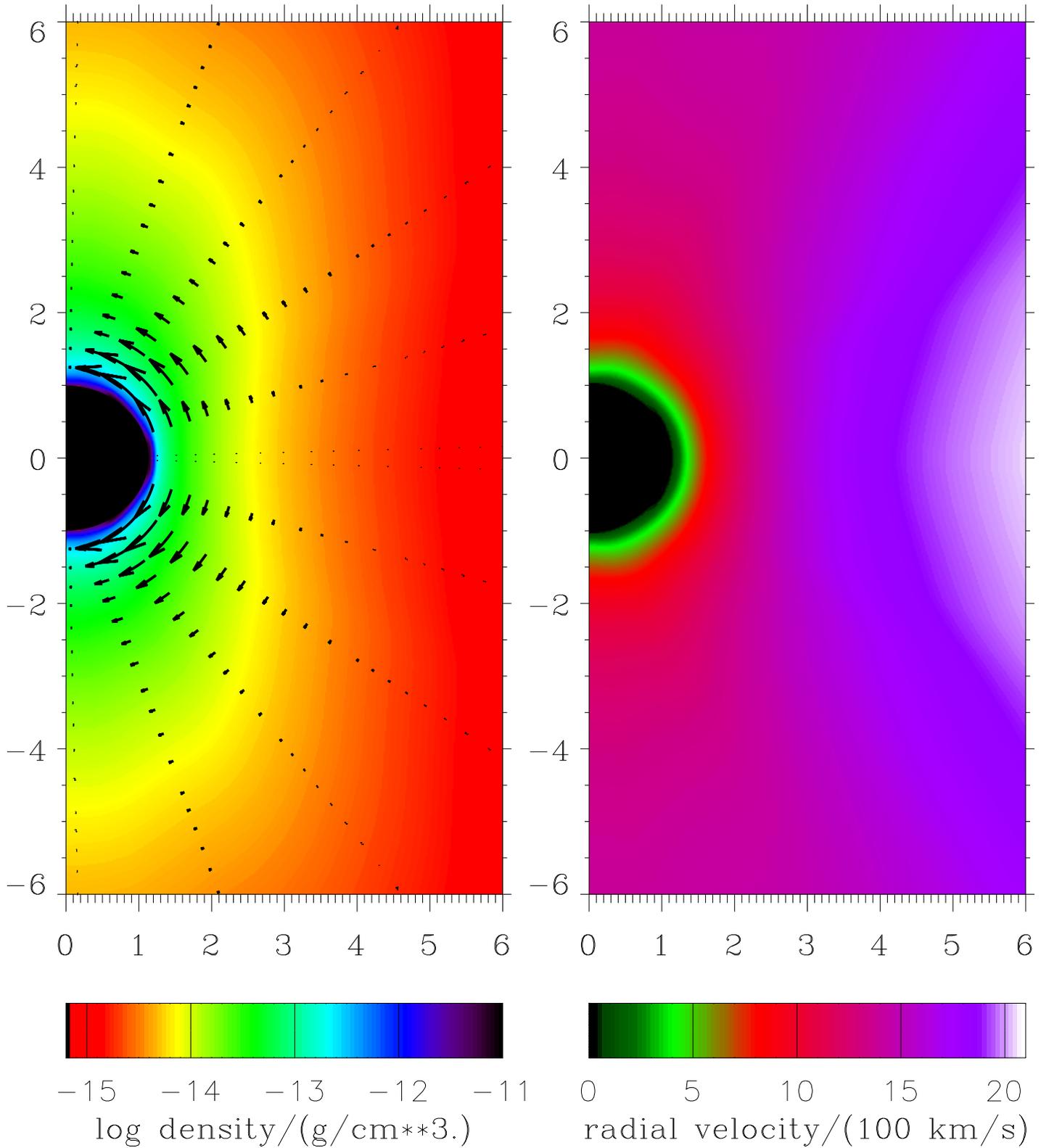


Abbildung 8.16: Dichte und radiales Geschwindigkeitsfeld des Modelles für den O-Überriesenwind (O4, MVII) mit konsistenten force multiplier-Parametern. Die Pfeile zeigen die Polargeschwindigkeiten mit einem minimalen Wert $v_{\theta, \min} \approx -80 \text{ km s}^{-1}$.

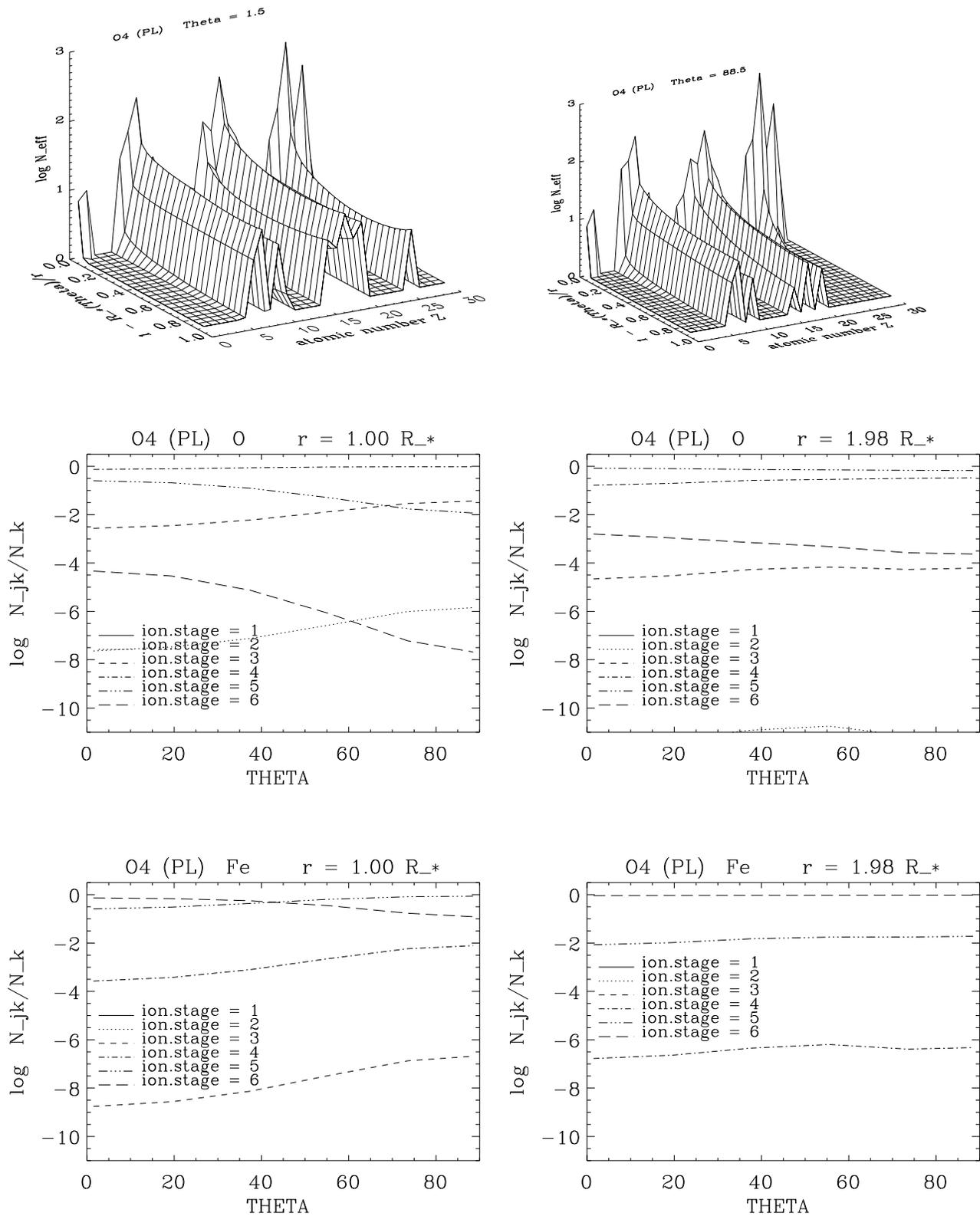


Abbildung 8.17: Oben: N_{eff} für das Modell O4 bei Planckscher Bestrahlung über dem Pol (links) bzw. in der Äquatorebene (rechts). Mitte und unten: Ionisationsverlauf von Eisen und Sauerstoff.

K], deren Eigenschaften wir in Kap. 4.5.2 untersucht haben, tragen bei $T_{\text{eff}} = 38000 \dots 45000$ K nicht die metastabilen Linien der Eisengruppe, sondern die starken Resonanzlinienübergänge vor allem der CNO-Gruppe maßgeblich zur Beschleunigung des Windes bei. Der Beitrag der drei Liniengruppen (Resonanz-, metastabile und angeregte Übergänge, vgl. Kap. 4.4.3, S. 79) ist in Abb. 8.18 dargestellt. Beachtet man den logarithmischen Maßstab, so erkennt man die Dominanz der Resonanzlinien über weite Bereiche des Windes. Nur in unmittelbarer Sternnähe überwiegen die extrem zahlreichen (ungesättigten) metastabilen Linien. Die angeregten Linien sind noch von untergeordneter Bedeutung, obwohl ab etwa 40000 K das Strahlungsfeld in der Lage ist, die entsprechenden Niveaus zu bevölkern. Diese Tatsache spiegelt sich im größeren Beitrag dieser Liniengruppe über dem Pol wieder (vgl. Abb. 8.18 unten links mit unten rechts).

Die kontinuierlich verlaufende Windstruktur läßt (wie im Fall der B-Sterne) auf keine abrupten Übergänge in den Hauptionisationsstufen im Wind schließen. Abb. 8.17 (Mitte und unten) zeigt exemplarisch die polaren Ionisationsverläufe von Eisen und Sauerstoff an zwei verschiedenen Radiuspunkten im Wind. Interessanterweise ist bei allen Θ direkt am Sternrand OIV die Hauptionisationsstufe und OV bei $R_*(\Theta)/r \approx 2$. Wie eine Inspektion des radialen Verlaufes der f_{jk} dieses Elementes ergibt, beginnt über dem Pol OV bei $r \gtrsim 1.05 R_p$ zu überwiegen (d.h. ein reiner Dichteeffekt) und bleibt dann die Hauptionisationsstufe. Am Äquator geschieht dies erst ab $r \approx 1.25 R_{\text{eq}}$ (dort beträgt $\bar{T}_{\text{eff,cont}} \approx 38000$ K, weshalb sich der Abfall in der Dichte erst weiter außen im Wind auf die Hauptionisationsstufe auswirkt.)⁷

Direkt am Sternrand ist bei $\Theta = 0^\circ$ FeVI und am Äquator FeV die dominierende Stufe, was auch den Anstieg von N_{eff} für Eisen bei $\Theta = 90^\circ$ im Vergleich zum Pol erklärt (vgl. Abb. 8.17 oben links mit oben rechts), da FeV ein reicheres Spektrum als FeVI besitzt.

8.4 B[e]-Sternwinde

Die Winde von B[e]-Sternen stellen ein physikalisch sehr interessantes Phänomen dar, da sie eine Scheibe in der Äquatorebene besitzen sollten (vgl. Kap. 1.3.1, S. 14). In Kap. 1.3.2, S. 17 sind wir bereits auf ihren möglichen Ursprung, den *Bistabilitätsmechanismus*, eingegangen. An dieser Stelle wollen wir erstmals ein *exploratives* Modell für einen B[e]-Sternwind vorstellen. Bei allen bisherigen Modellen waren wir von einem optisch dünnen Kontinuum ausgegangen. Diese Näherung soll nun aufgegeben und das Modell in folgender einfacher Weise erweitert werden:

Da sich das Ionisationsgleichgewicht von Wasserstoff aufgrund der Ionisation vom bzw. der Rekombination zum Grundzustand einstellt, d.h. vom Quadrat der Dichte abhängt, läßt sich die optische Tiefe im Lyman-Kontinuum (integriert von ∞ bis zum sonischen Punkt r_s) durch eine von Lamers & Pauldrach (1991, LP91) anhand der Resultate *eindimensionaler* Non-LTE-Rechnungen angegebene Fitformel parametrisieren:

$$\tau_L \approx 1.6 \cdot 10^{22} \dot{M}^2 v_\infty^{-2} (R_*/R_\odot)^{-3} f_L(T_L), \quad (8.3)$$

mit \dot{M} in $M_\odot \text{yr}^{-1}$, v_∞ in km s^{-1} und der von der Strahlungstemperatur T_L im Lymankontinuum

⁷Um die Darstellung im Rahmen zu halten, sei an dieser Stelle nur erwähnt, daß die Überprüfung des radialen Verhaltens der f_{jk} ein ähnliches Bild ergibt, wie wir es anhand des Beispiels B30-30 ausführlich diskutiert haben (vgl. Kap. 8.3.1.1, S. 184).

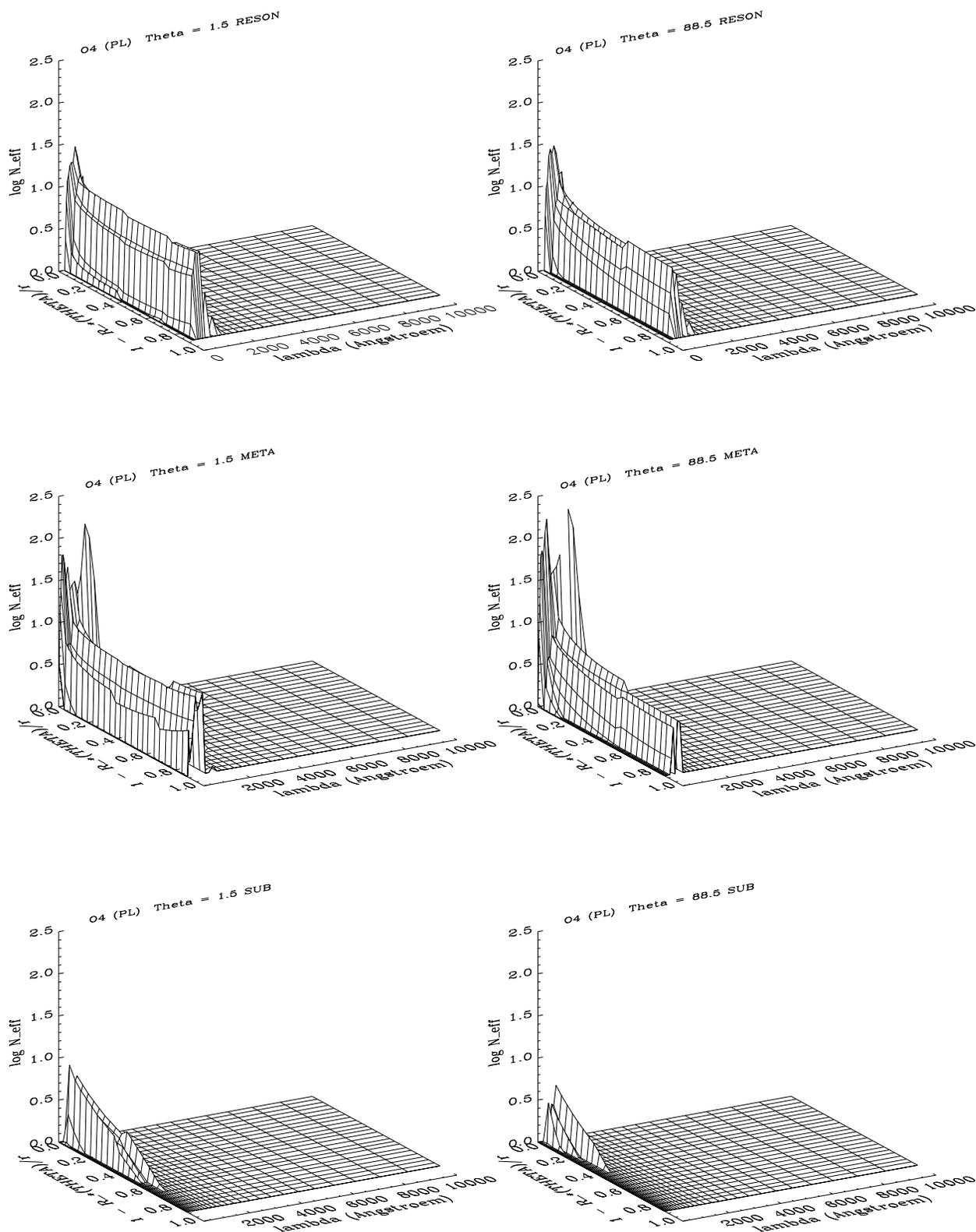


Abbildung 8.18: Beitrag der drei Liniengruppen (von oben nach unten: Resonanz-, metastabile und angeregte Übergänge) zur Linienstrahlungsbeschleunigung im Modell O4 bei Planckscher Bestrahlung über dem Pol (links) bzw. in der Äquatorebene (rechts).

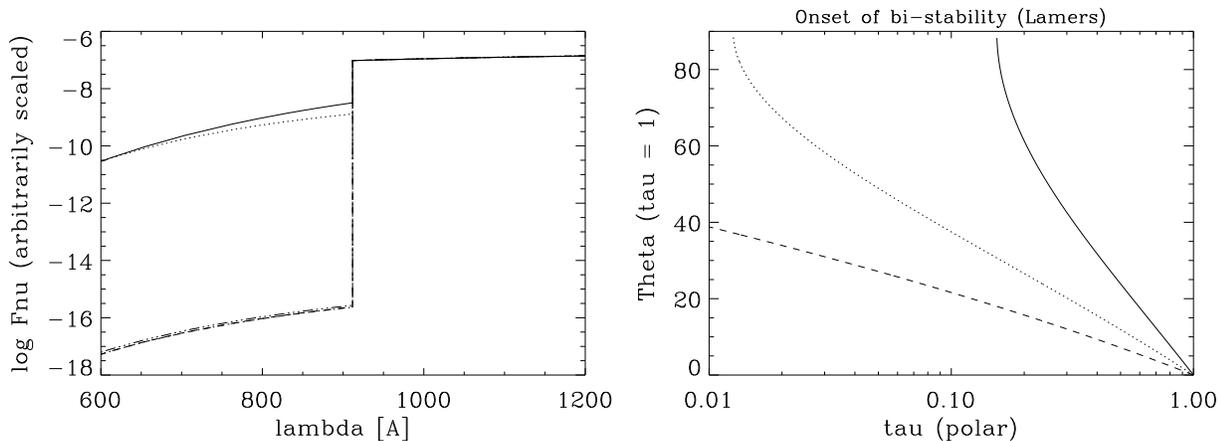


Abbildung 8.19: Bistabilitätseffekt bei einem B-Stern ($T_{\text{eff}} = 18000$ K, $\log g = 2.50$, $R_{*} = 20 R_{\odot}$, $v_{\infty} = 500$ km s $^{-1}$, $\beta = 1$; 1-D Non-LTE-Rechnung von J. Puls).

Links: Abfall des ionisierenden Flusses kurzwellenlängig der Lyman-Kante bei Zunahme der optischen Tiefe τ_{L} im Lyman-Kontinuum. Durchgezogen: $\dot{M} = 1.0 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$; punktiert: $\dot{M} = 2.5 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$; strichpunktiert: $\dot{M} = 3.12 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$; strichliert: $\dot{M} = 5.0 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$. Rechts: Einsetzen des Bistabilitätseffektes bei zunehmender Rotationsrate $\Omega = \omega/\omega_{\text{crit}}$ und verschiedenen Co-Breiten Θ (ω_{crit} für eine sphärische Sternoberfläche) gemäß der Skalierungsformel von LP91, Gl. 7: Je größer Ω (strichliert: $\Omega = 0.9$, punktiert: $\Omega = 0.7$, durchgezogen: $\Omega = 0.5$), desto eher wird bei immer kleineren Werten von Θ die kritische optische Tiefe $\tau_{\text{L}} = 1$ erreicht. Bei dieser Rechnung wurde das Gravity Darkening vernachlässigt und der in Gl. (7) von LP91 fälschlicherweise verwendete Term $\cos \beta$ durch $\cos^2 \beta$ ersetzt.

($T_{\text{L}} \approx 0.65 T_{\text{eff}}$) abhängigen Funktion f_{L} :

$$\log f_{\text{L}}(T_{\text{L}}) = -7.150 \log(T_{\text{L}}/10^4) + 0.905 [\log(T_{\text{L}}/10^4)]^2. \quad (8.4)$$

Laut Angabe von LP91 wird $\log f_{\text{L}}$ im Bereich von $10000 \text{ K} \leq T_{\text{L}} \leq 30000 \text{ K}$ in dieser Näherung auf 10% genau reproduziert. Somit hängt τ_{L} sehr stark von der Temperatur ab, und steigt beispielsweise um einen Faktor 7, wenn T_{L} von 20000 K auf 15000 K abfällt.

Wird nun der Wind optisch dick im Lyman-Kontinuum, so erfolgt eine drastische Reduzierung des ionisierenden Flusses F_{ν} für $\lambda < 911$ Å, da die Photonen bereits unterhalb des sonischen Punktes durch die gebunden-frei Übergänge des optisch dicken Kontinuums abgeblockt werden. Abb. 8.19 zeigt das Verhalten des Flusses bei verschiedenen optischen Tiefen im Lyman-Kontinuum und das Einsetzen des Bistabilitätseffektes bei einem rotierenden Stern (Deformation der Sternoberfläche vernachlässigt).

Ein exploratives Modell für einen B[e]-Sternwind. Im folgenden stellen wir ein exploratives Modell für einen B[e]-Sternwind vor. Für die selbstkonsistenten Modelle mit optisch dünnem Lyman-Kontinuum (MVII) folgt aus Gl. (8.3), daß (abgesehen von den extremen Überriesen, bei denen $\tau_{\text{L}} > 1$ ($\forall \Theta$) gilt) τ_{L} vom Äquator zu den Polen hin anwächst. (siehe Tab. 8.4). Somit ist an sich gar nicht mit einer Scheibe in der Äquatorebene zu rechnen! Wie bereits erwähnt, hängt τ_{L} in der 1-D Fitformel von LP91 äußerst empfindlich von der Temperatur und damit vom Gravity Darkening ab und könnte gegebenenfalls zu einer Überschätzung der tatsächlichen

physikalischen Verhältnisse führen. In erster Linie sind wir daran interessiert, ob es zum einen überhaupt möglich ist, die physikalisch extreme Situation einer bei einer bestimmten Breite abrupt einsetzenden Scheibe stabil zu simulieren, und zum anderen, wie stark sich in solch einem Fall die Ionisationseffekte im Wind auf die resultierende hydrodynamische Struktur und den Massenverlust in der Scheibe auswirken. Deshalb berücksichtigen wir konsistent die Deformation der Sternoberfläche durch die Rotation, die Pseudobeschleunigungen ($g_{\Theta}^{\text{pseudo}}, g_r^{\text{pseudo}}$) sowie die nichtradialen Komponenten der Linienstrahlungsbeschleunigung ($g_{\Theta}^{\text{lines}}, g_{\Phi}^{\text{lines}}$), vernachlässigen aber das Gravity Darkening und gehen von einer gleichförmig strahlenden Sternoberfläche aus. Die Berechnung der 2-D Thomson-Streuung erfolgt über Gl. (4.96), mit $T_{\text{eff}}(\Theta) = 20000 \text{ K}$ ($\forall \Theta$).

Bezüglich des Einflusses des Gravity Darkening findet sich bei Owocki et al. (1997) eine analytische Abschätzung des Dichtekontrastes $\rho(\Theta)/\rho(\Theta = 0^\circ)$ bei einem Wind, für den eine polare Variation in α von $\alpha = 2/3$ (über dem Pol) und $\alpha = 0.5$ (in der Äquatorebene) angenommen wird. Diese Abschätzung liefert einen deutlichen Anstieg des Massenverlustes zur Äquatorebene hin, der eventuell ausreichen könnte, den Effekt des gemäß $F \sim T_{\text{eff}}^4$ skalierenden Abfall des Strahlungsflusses in Äquatornähe zu überkompensieren. Allerdings stellt sich die Frage, ob die Temperaturabhängigkeit $f(T_L)$ überhaupt eine quantitativ vertretbare Näherung darstellt. Insgesamt betrachtet ist diese Problematik noch weitgehend unverstanden.

Da wir derzeit noch nicht in der Lage sind, in unserer 2-D Beschreibung ein optisch dickes Kontinuum quantitativ korrekt zu berücksichtigen, verwenden wir für die Simulation des drastischen Flußabfalls für $\lambda < 911 \text{ \AA}$ den einfachstmöglichen Ansatz für die Bestrahlung des Windmaterials am Ort (Θ, r) in Abhängigkeit von $\tau_L(\Theta, R_*(\Theta))$:

$$T_{\text{rad}}(\Theta, r, \nu) = \begin{cases} T_{\text{rad}}(\bar{T}_{\text{eff,cont}}(\Theta, r), \nu) & \tau_L(\Theta) < 1 \quad \text{optisch dünnes Lyman-Kontinuum} \\ T_{\text{rad}}(10^{-6} F_{\nu}[\bar{T}_{\text{eff,cont}}(\Theta, r)]) & \tau_L(\Theta) \geq 1 \quad \text{optisch dickes Lyman-Kontinuum} \end{cases} \quad (8.5)$$

Die Bestimmung von τ_L erfolgt hierbei über Gl. (8.3). Die eingehenden Größen sind jeweils die lokale Massenverlustrate $\dot{M}(\Theta, R_*(\Theta)) = 4\pi R_*^2(\Theta)\rho_0(\Theta)v_{r,0}(\Theta)$ und die breitenabhängige Endgeschwindigkeit $v_{\infty}(\Theta)$, womit wir den Wind längs eines radialen Strahls bei konstantem Θ als quasi-eindimensional betrachten.

Diese Näherung ist aus folgendem Grund vertretbar: Wenn das Lyman-Kontinuum bereits um den sonischen Punkt herum optisch dick wird (wovon in diesem Fall anhand der Ergebnisse von 1-D Non-LTE-Rechnungen ausgegangen werden kann), werden durch die gebunden-frei-Übergänge die ionisierenden Photonen kurzwellenlängig von 911 \AA fast vollständig abgeblockt, so daß *im Wind* die entsprechenden Strahlungstemperaturen nur noch etwa $\sim 5000 \text{ K}$ betragen. Der Fluß langwellenlängig von 911 \AA (der bei 20000 K etwa 98% des Gesamtflusses der entsprechenden Modellatmosphäre ausmacht) bestrahlt dann das schwächer ionisierte Windmaterial, das über ein wesentlich reicheres Spektrum an treibenden Linien verfügt. Dadurch sollte sich eine deutlich höhere Massenverlustrate einstellen.

Obwohl dieser Ansatz sehr einfach ist, erlaubt er uns einen ersten Schritt in Richtung Simulation des B[e]-Phänomens.

Wir wählen für unsere Simulation das B-Überriesen-Modell B59-45 mit $T_{\text{eff}} = 20000 \text{ K}$, $R_* = 59 R_{\odot}$, $M_* = 35 M_{\odot}$ (weitere Parameter wie in Tab. 7.1 und 7.2) und einer Rotationsgeschwindigkeit $v_{\text{rot}} = 0.9 v_{\text{crit}} = 200 \text{ km s}^{-1}$. Dieses Modell entspricht dem von LP91 verwendeten.

Im ersten Schritt wurde ein auskonvergiertes Modell dieses Windes für $v_{\text{rot}} = 200 \text{ km s}^{-1}$ un-

$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(2R_p)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(4R_p)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(6R_p)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(1R_*)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(2R_*)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(4R_*)$	$\frac{\rho_p}{\rho_{eq}}(6R_*)$
72.6	21.4	41.6	47.0	21.5	9.29	14.9

\dot{M}_{total}	$\dot{M}(0^\circ, R_*)$	$\dot{M}(90^\circ, R_*)$	$\dot{M}(0^\circ, 4R_p)$	$\dot{M}(90^\circ, 4R_p)$	$\min(v_\Theta)$	$v_r(4R_p, 0^\circ)$	$v_r(4R_p, 90^\circ)$
131	3.5	257	8.7	117	-97.0	713	545

Tabelle 8.5: Numerische Resultate der Simulation für das B[e]-Sternwind-Modell nach 10^6 s. Notation identisch zu derjenigen in Tab. 7.4; Massenverlustraten in $10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$, Geschwindigkeiten in km s^{-1} .

ter Annahme eines *optisch dünnen Lyman-Kontinuums* berechnet. Um zu gewährleisten, daß der theoretische Windimpuls $\dot{M}v_\infty R_*^{1/2}$ dieses Objektes in der gleichen Größenordnung des für diesen Spektraltyp beobachteten liegt, verwenden wir für diesen speziellen Fall die von R.-P. Kudritzki vorgeschlagene, modifizierte force multiplier-Parametrisierung $k_0 \rightarrow k_0(1 - \alpha)$ (siehe Anhang A.4). Damit ergibt sich eine oberflächenintegrierte Massenverlustrate $\dot{M} = 8.8 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$, die beobachteten Werten polarer Massenverlustraten von B[e]-Überriesen entspricht (vgl. Zickgraf et al. 1986, Zickgraf 1999). Der Übergang $\tau_L > 1$ erfolgt bei $\Theta \approx 46^\circ$, wobei am Pol $\tau_L(0^\circ) \approx 0.087$ und am Äquator $\tau_L(90^\circ) \approx 152$ beträgt (vgl. Tab. 8.4).

Startet man nun eine numerische 2-D Simulation mit der durch Gl. (8.5) gegebenen modifizierten Bestrahlung, wobei das soeben beschriebene Modell als Startbedingung bei $t = 0$ eingeht, so ergibt sich nach einer Laufzeit von 10^6 s der in Abb. 8.20 dargestellte Wind. Tatsächlich findet man eine bistabile Lösung, deren wesentliche Merkmale in Tab. 8.5 zusammengefaßt sind. Die Verhältnisse der lokalen Massenverlustraten $\dot{M}(90^\circ)/\dot{M}(0^\circ)$ bewegen sich zwischen ~ 70 (am Sternrand) und ~ 13 (bei $r = 4R_p$), wobei der zweite Wert durch die sich in den Abb. 8.21 (f_{jk} , N_{eff}) über dem Pol zeigende Störung kontaminiert ist. Entscheidend ist der Wert am Sternrand, der eine gute qualitative Übereinstimmung mit Abschätzungen anhand semiempirischer Modelle (Zickgraf et al. 1986, LP91) zeigt. Bezüglich der Endgeschwindigkeiten in beiden Windzonen kann noch keine klare Aussage getroffen werden, da sich der Wind noch nicht lange genug entwickelt hat und unser Ansatz bezüglich der prinzipiellen Konstanz des Öffnungswinkels der Scheibe noch mit einem weiter unten erörterten Problem behaftet ist. Die zu erwartenden Werte für $v_\infty(\Theta)$ lassen sich mit Hilfe von 1-D Simulationen abschätzen: Für ein optisch dünnes Lyman-Kontinuum ergibt sich mit $v_{\text{rot}} = 0$ ein Wind mit $v_\infty = 785 \text{ km s}^{-1}$ und $\dot{M} = 3.43 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$, und für ein optisch dickes Lyman-Kontinuum erhalten wir für $v_{\text{rot}} = 200 \text{ km s}^{-1}$ die Lösung $v_\infty = 740 \text{ km s}^{-1}$ und $\dot{M} = 9.78 \cdot 10^{-5} M_\odot \text{yr}^{-1}$. Diesen mehr oder weniger identischen Endgeschwindigkeiten sollte aber keine zu große Bedeutung beigemessen werden, da die Beschreibung des optisch dicken Lyman-Kontinuums bezüglich der Ionisationsschichtung im äußeren Windbereich sicherlich nicht adäquat ist.

Für dieses Modell erfordert die Stabilisierung der Strömung am Stern eine Modifikation der in Kap. 6.3.2 beschriebenen Randbedingungen. Da sich in unmittelbarer Nähe des Sterns die physikalischen Eigenschaften der Strömung am Übergang vom Wind in die Scheibe abrupt ändern und man a priori nicht weiß, *bei welcher Breite* dies geschieht, ist es so gut wie ausgeschlossen, einen geeigneten Verlauf der Basisdichte $\rho(\Theta, r = R_*(\Theta), t > 0)$ zu „erraten“, für den die Stabi-

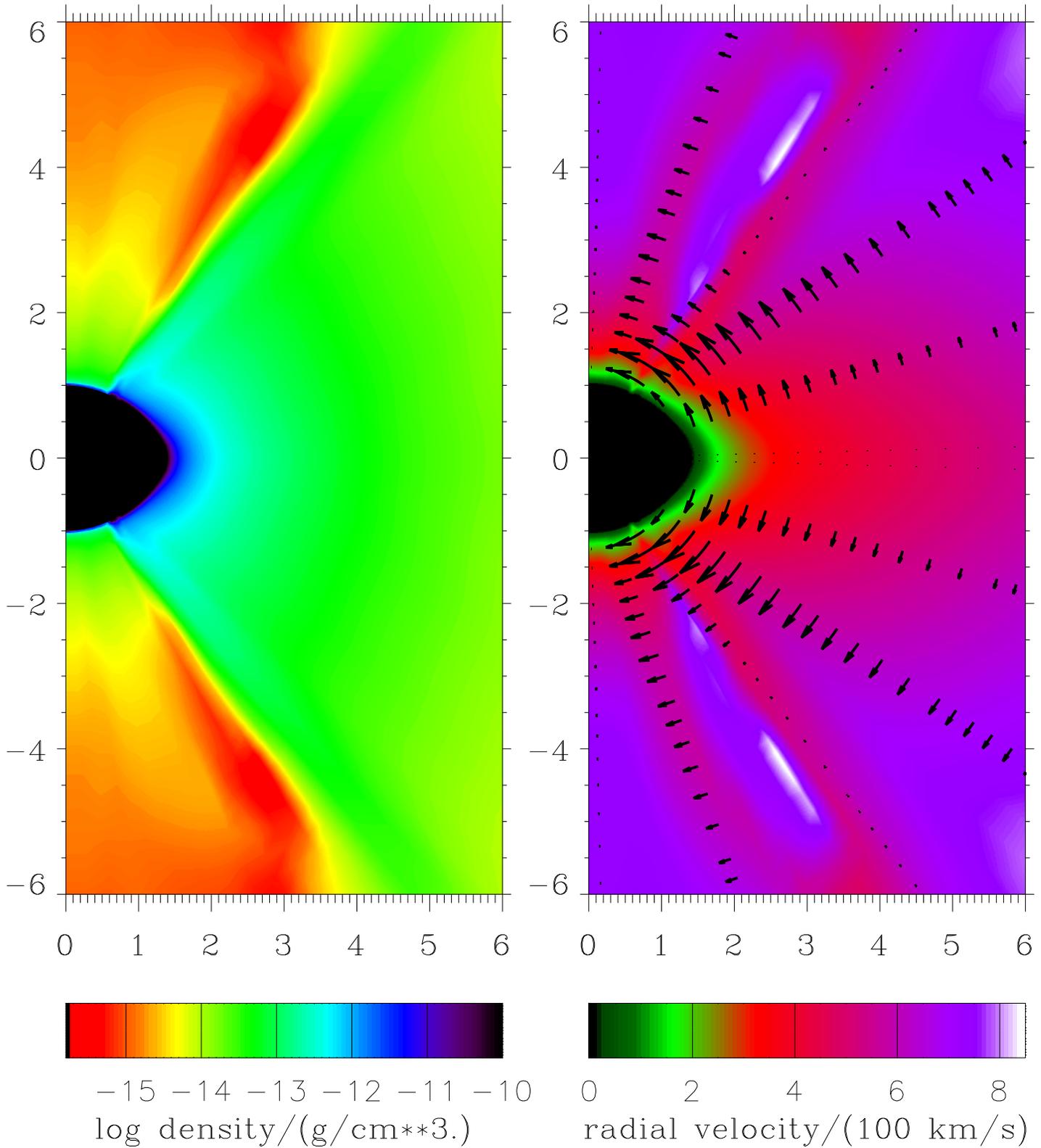


Abbildung 8.20: Dichte und radiales Geschwindigkeitsfeld des Modelles für einen B[e]-Sternwind (B59-35, MVIII) mit konsistenten force multiplier-Parametern; isotherme Sternoberfläche mit $T_{\text{eff}} = 20000 \text{ K}$. Momentaufnahme nach 10^6 s physikalischer Laufzeit (ausgehend von einem auskonvergierten 2-D Windmodell für ein optisch dünnes Lyman-Kontinuum). Die Pfeile zeigen die Polargeschwindigkeiten mit einem minimalen Wert $v_{\Theta, \text{min}} \approx -100 \text{ km s}^{-1}$

lität der Strömung im unteren Windbereich über die gesamte Laufzeit hinweg garantiert ist. Aus diesem Grund lassen wir eine Adaption der (an sich zeitlich fixierten) Basisdichte $\rho_0(\Theta)$ an die Strömung zu: Ist die Ausströmgeschwindigkeit am Sternrand, $v_{r,0}$, größer als $0.95 v_{\text{sound}}$ (kleiner als $0.05 v_{\text{sound}}$), so wird ρ_0 pro Zeitschritt um einen Betrag $\Delta\rho_0 \sim 0.001 \rho_0$ angehoben (gesenkt). Aus Stabilitätsgründen geschieht dies nur bis zu einem bestimmten Maximal- bzw. Minimalwert, der anhand exemplarischer 1-D Simulationen unter Verwendung unterschiedlicher force multiplier-Sätze (berechnet mit der/ohne die Korrektur für ein optisch dickes Lyman-Kontinuum) für den zu erwartenden Scheiben- bzw. Windbereich abgeschätzt werden kann.

Auf diese Weise kann gewährleistet werden, daß an allen Co-Breiten Θ $|v_{r,0}| < v_{\text{sound}}$ gilt, ohne daß am Rand gravierende Störungen der Strömung entstehen. Nur am unmittelbaren Übergang vom Wind in die Scheibe machen sich am Sternrand Scherungen im radialen Geschwindigkeitsfeld bemerkbar, und die Strömung erfährt dort eine Irritation.

Ionisationsverläufe und Beiträge zur Linienstrahlungsbeschleunigung. In Abb. 8.21 (unten) sind die Beiträge der einzelnen Elemente zur Linienstrahlungsbeschleunigung N_{eff} über dem Pol (oben links) bzw. in der Äquatorebene (oben rechts) für alle Elemente gegen r aufgetragen. Ungeachtet der noch deutlichen Störung der Strömung im Außenbereich des Windes bei $\Theta = 1.5^\circ$ (die sich in dem abrupten Anstieg von $N_{\text{eff}}(r)$ bei $1 - R_*(0^\circ)/r \gtrsim 0.7$ bemerkbar macht) ist N_{eff} in der Äquatorebene deutlich größer als über den Polen. In beiden Fällen ist Eisen das dominierende Element, weshalb Abb. 8.21 (Mitte) die zugehörigen Werte von N_{eff} für die einzelnen Ionisationsstufen darstellt. Dabei zeigt sich, daß bei $\Theta = 1.5^\circ$ der Beitrag zu N_{eff} fast ausschließlich von FeIII und bei $\Theta = 88.5^\circ$ von FeII mit seinem viel reicheren Spektrum stammt. In Abb. 8.21 (unten) sind die Verläufe der Ionisationsbruchteile von Eisen für den Pol bzw. die Äquatorebene aufgetragen. Die Hauptionisationsstufe über dem Pol ist FeIII und in der Äquatorebene FeII, was das soeben geschilderte Verhalten von $N_{\text{eff}}(\Theta)$ verständlich macht.

In der Tat ist es also durchaus möglich, daß sich im Fall starker breitenabhängiger Unterschiede in der Ionisationsstruktur ein bistabiler Wind bildet, dessen Massenverlust in der Äquatorebene weit größer als über den Polen ist. Allerdings zwingen wir in dieser Simulation dem Wind diese Bistabilität über die separat für jede Breite angewendete und *näherungsweise nur für 1-D Modelle gültige* Gleichung (8.3) quasi auf. In Gl. (8.3) geht sowohl der Massenverlust $\dot{M}(\Theta)$ als auch die Windendgeschwindigkeit $v_\infty \equiv v_\infty(\Theta)$ ein. Diese Annahme ist problematisch, da $v_\infty(\Theta)$ von der polaren Umverteilung des Windmaterials abhängt und man strenggenommen den Wind längs eines radialen Strahles (für $\Theta = \text{const.}$) nicht als 1-D Wind betrachten darf (vgl. z.B. die Diskussion auf S. 168). Das polare Geschwindigkeitsfeld ist weiterhin polwärts gerichtet, und die Scheibengrenze verläuft nicht exakt radial. Sobald bei einer festen Co-Breite Θ $v_\infty(\Theta)$ einen Grenzwert unterschreitet, liefert Gl. (8.3) für diese Co-Breite ein $\tau_L > 1$, und die dichte Komponente des Windes weitet sich aufgrund des plötzlichen Anstiegs der force multiplier $M(\Theta, r)$ auf. (Vom Prinzip her könnte man diesen (künstlichen) *runaway*-Effekt dadurch unterbinden, daß man τ_L entweder für die jeweilige Breite Θ durch exakte Integration gewinnt oder – in unserem vereinfachten Ansatz – nur noch von einer gewissen mittleren, breiten*unabhängigen* Endgeschwindigkeit und dem lokalen Massenverlust $\dot{M}(\Theta)$ abhängen läßt.)

Ungeachtet der quantitativen Unsicherheiten, mit denen unsere stark vereinfachte Beschreibung des optisch dicken Lyman-Kontinuums behaftet ist, zeigt unsere explorative Simulation

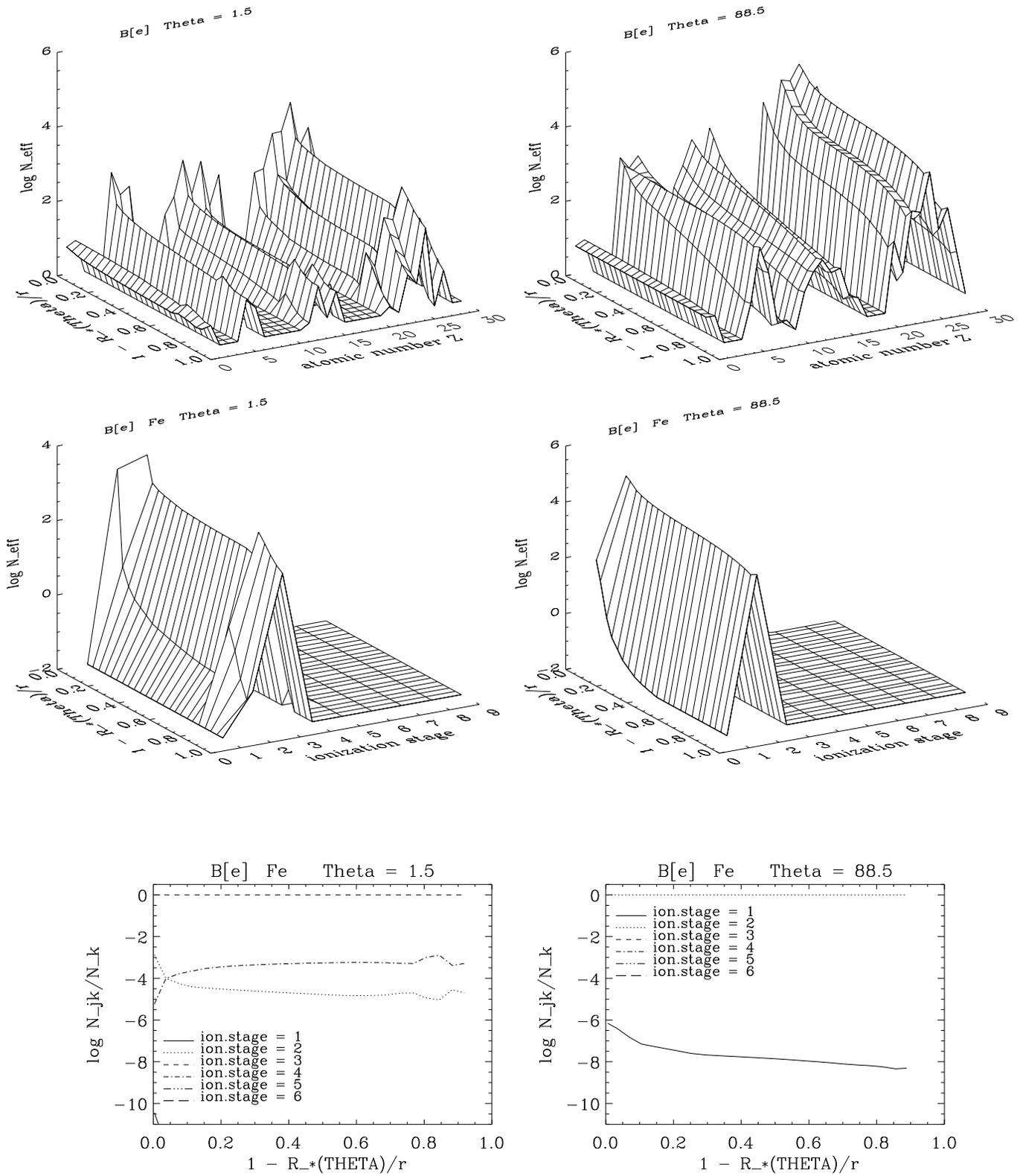


Abbildung 8.21: Oben: N_{eff} für den B[e]-Sternwind über Ordnungszahl Z und Radius $(1 - R_*(\Theta)/r)$ über dem Pol (links) bzw. in der Äquatorebene (rechts).

Mitte: N_{eff} für die einzelnen Ionisationsstufen von Eisen über dem Pol (links) bzw. in der Äquatorebene (rechts).

Unten: Ionisationsverlauf von Eisen über dem Pol (links) und in der Äquatorebene (rechts).

auf jeden Fall eines: Mit Hilfe des neuentwickelten Codes *ist es vom technischen Standpunkt aus gesehen möglich, B[e]-Scheibenwinde zweidimensional stabil zu simulieren.*

Die ersten hier vorgestellten Resultate zeigen, daß die Bistabilität solcher Winde, *sollte sie stabil sein*, tatsächlich Unterschiede in der lokalen Massenverlustrate um einen Faktor 20...80 zur Folge haben kann.

Das als nächstes zu lösende Problem ist, eine differenzierte breiten- *und* radiusabhängige Beschreibung der optischen Tiefe τ_L zu finden, in die die radiale Abhängigkeit der Strahlungstemperatur und der Massenverlustrate eingeht.

Dabei könnte sich gegebenenfalls die starke Temperaturabhängigkeit von τ_L in Gl. (8.3) als fragwürdige Näherung herausstellen. Bezüglich dieses letzten Punktes ist das oben erwähnte Ergebnis aus Kap. 8.3, daß alle selbstkonsistente Modelle *mit* Gravity Darkening ein Anwachsen von τ_L vom Äquator hin zu den Polen zeigen, von Bedeutung. Sollte dies korrekt sein, so wäre die Ausbildung eines *extrem dichten Windes über den Polen* zu erwarten, was wiederum im völligen Gegensatz zur Interpretation der Beobachtung stünde.

Letztendlich hängt die Beantwortung dieser Fragestellung sehr empfindlich davon ab, inwieweit die optische Tiefe im Lyman-Kontinuum mit der photosphärischen Strahlungstemperatur variiert.

8.5 Zusammenfassung

Die Untersuchungen über den Einfluß der Rotation auf die zweidimensionale Windstruktur unter Annahme *selbstkonsistenter* force multiplier-Parameter liefern folgende Ergebnisse:

Wie 1-D Simulationen zeigen, konvergiert das selbstkonsistente Verfahren in gleicher Weise wie dasjenige, das konstante k_{CAK} , α , δ voraussetzt, mit dem Unterschied, daß die Konvergenzzeiten um einen Faktor 5...10 größer sein können. Ein Vergleich der mit unserem Verfahren berechneten 1-D Lösung für einen B-Überriesen-Wind mit der von R.-P. Kudritzki mit einem unabhängigen stationären Code gefundenen zeigt eine gute Übereinstimmung.

Bei Massenverlustraten $\dot{M} \lesssim 10^{-9} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ist zum einen das momentane Verfahren für quantitativ korrekte Berechnungen nicht mehr geeignet und zum anderen fraglich, ob die Einkomponentenbeschreibung des Windes überhaupt noch zutreffend ist. Deshalb haben wir uns bei den 2-D Simulationen auf Winde mit $\dot{M} \gtrsim 10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ beschränkt. Bei diesen Rechnungen gibt die gewählte Parametrisierung des force multipliers $M(\Theta, r)$ diesen – gemessen an der Komplexität der Problemstellung – in sehr befriedigender Qualität auf 5...10% genau wieder.

Das Ziel der Untersuchungen in diesem Kapitel war die Abschätzung maximaler *differentieller*, d.h. von der Co-Breite Θ abhängender Effekte in schnell rotierenden Winden. Dafür haben wir ein exemplarisches Modell (B30-30), bei dem das Lyman-Kontinuum als optisch dünn betrachtet werden kann, unter verschiedenen Bedingungen analysiert und eine Sequenz von B-Sternwind-Modellen berechnet. Die selbstkonsistente Rechnung ergibt für alle betrachteten Fälle eine *prolate* Windstruktur.

Der global bestimmende Effekt ist das *Gravity Darkening*, das bei bestimmten Modellen über den Polen eine im Vergleich zur Äquatorebene um bis zu einem Faktor 30 größere Massenverlustrate bedingen kann.

Die *eindeutig prolata* Struktur ist das Ergebnis der zusätzlichen *nichtradialen* Komponenten der Linienstrahlungs- und Kontinuumsbeschleunigung. Diese verhindern die Windkompression und beschleunigen den Wind auf polare Strömungsgeschwindigkeiten $v_{\Theta} \approx -40 \dots -80 \text{ km s}^{-1}$.

Im Fall nicht zu dünner B-Sternwinde ($\dot{M} \gtrsim 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) ergeben sich dabei Dichtekontraste zwischen dem Wind über den Polen und demjenigen in der Äquatorebene von $\rho_{\text{p}}/\rho_{\text{eq}} \lesssim 15$. Das Verhältnis $\rho_{\text{p}}/\rho_{\text{eq}}$ wächst mit der Rotationsrate und nimmt von dünnen ($\dot{M} \gtrsim 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, $\rho_{\text{eq}}/\rho_{\text{p}} \lesssim 20 \dots 30$) zu dichten Winden (B-Überriesen, $\dot{M} \gtrsim 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, $\rho_{\text{p}}/\rho_{\text{eq}} \lesssim 5$) ab. Generell gilt, daß die sich zwischen Pol und Äquatorebene ausbildenden Kontraste umso stärker sind, je näher der Stern an seiner kritischen Rate v_{crit} rotiert.

Vernachlässigt man die nichtradialen Komponenten der Strahlungsbeschleunigung, so ergibt sich ein großskalig prolater Wind mit einer gemäßigt komprimierten Scheibe in der Äquatorebene (für unser exemplarisches Modell (B30-30) ergeben sich Dichtekontraste $\rho_{\text{p}}/\rho_{\text{eq}} \gtrsim 0.25$).

Berechnet man ein Modell mit zu (B30-30) identischen Sternparametern, bei dem aber globale k_{CAK} , α und δ angenommen werden, die geschätzte Mittelwerte der $k_{\text{CAK}}(\Theta, r)$, $\alpha(\Theta, r)$, $\delta(\Theta, r)$ von (B30-30) sind, so folgt ein ungefähr nur halb so großer polarer Dichtekontrast wie im ursprünglichen Modell. Also hat die selbstkonsistente Parametrisierung *eine Verstärkung der Konzentration des Windmaterials über den Polen* zur Folge. Dies ist eine generelle Folge weiter unten zusammengefaßter Ionisationseffekte.

Betrachtet man den Beitrag der einzelnen Elemente zur Linienstrahlungsbeschleunigung, so bestimmt in den dichteren B-Sternwinden Eisen die Beschleunigung, wobei seine (stets deutlich dominierende) Rolle im Vergleich zur CNO-Gruppe vom Pol zur Äquatorebene hin abnimmt, da der Wind bei konstantem r mit zunehmender Co-Breite Θ dünner wird und die metastabilen Linien nicht mehr so effektiv beschleunigen wie im dichteren Wind über den Polen. Bei Beleuchtung durch Kurucz-Flußverteilungen liefert FeIII den größten Anteil. Im Fall sehr schneller Rotation ($v_{\text{rot}} \gtrsim 0.85 v_{\text{crit}}$) ist es auch möglich, daß FeII diese Rolle in den kühleren äquatornahen Regionen (mit einer Effektivtemperatur des mittleren Strahlungsfeldes $\bar{T}_{\text{eff,cont}} \approx 15000 \text{ K}$) übernimmt.

Der radiale Ionisationsverlauf im Wind wird über dem Pol durch den Dichteabfall bzw. das Absinken von $\bar{T}_{\text{eff,cont}}$ mit r bestimmt, d.h. durch zwei Effekte die die Ionisationsstruktur entgegengesetzt beeinflussen. Deshalb zeigen sich in allen betrachteten Modellen nichtmonotone radiale Ionisationsverläufe $f_{jk}(r)$ und in Folge dessen Beiträge der entsprechenden Ionisationsstufen, die in unmittelbarer Sternnähe mit r ab- und für größere r wieder zunehmen. In der Äquatorebene ergänzen sich die mit r abfallende Dichte bzw. Temperatur, und die $f_{jk}(r)$ verlaufen monoton mit r .

Nimmt man anstatt der Beleuchtung durch Kurucz-Flußverteilungen eine Plancksche Bestrahlung an, so liegen die Hauptionisationsstufen der entscheidenden Elemente mindestens eine Stufe über der ursprünglichen. Dadurch gewinnt der Beitrag der CNO-Gruppe an Bedeutung, und der Dichtekontrast $\rho_{\text{p}}/\rho_{\text{eq}}$ nimmt im Vergleich zum Wind mit nicht-Planckscher Bestrahlung zu. Letzterer resultiert im Modell B30-30(PL) aus der Abnahme des Beitrages der Nebenionisationsstufe CIII zum Hauptbeitrag von CII in der Nähe des kühleren Äquators. Bei Planckscher Bestrahlung machen sich auch Temperaturunterschiede deutlicher in den polaren Ionisationsverläufen bemerkbar als bei Beleuchtung durch Kurucz-Flußverteilungen, wobei der Wind wesentlich dünner ist.

Im Fall von O-Überriesenwinden haben wir uns auf die Diskussion eines Modelles mit Planckscher Bestrahlung beschränkt, da die andernfalls notwendige Behandlung des optisch dicken HeII-Kontinuums (kurzwellenlängig von 228 Å) ein erhebliches Problem darstellt.

Bei diesen Spektraltyp beschleunigen vor allem die starken Resonanzlinien der CNO-Gruppe den Wind in weiten Bereichen. Nur in Sternnähe überwiegt die Bedeutung der zahlreichen ungesättigten metastabilen Linien vor allem von Eisen. Sowohl die Massenverlustrate $\dot{M} = 3.90 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ als auch die Windendgeschwindigkeiten am Pol $v_{\infty}(0^{\circ}) = 1515 \text{ km s}^{-1}$ und in der Äquatorebene $v_{\infty}(90^{\circ}) = 2419 \text{ km s}^{-1}$ liegen im Bereich der beobachteten Werte ($\dot{M} = 5.90 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, $v_{\infty} = 2250 \text{ km s}^{-1}$). Bei diesem Objekt macht sich in der Zunahme von $v_{\infty}(\Theta)$ bei größeren Θ die 2-D Thomson-Beschleunigung bemerkbar.

Bezüglich des Einflusses der Rotation auf *globale* Eigenschaften, wie die Massenverlustrate \dot{M} und die mittlere Windendgeschwindigkeit v_{∞} ist das wichtigste Ergebnis, daß \dot{M} auch bei sehr hohen Rotationsraten $v_{\text{rot}} \lesssim 0.85 v_{\text{crit}}$ nur um maximal 10...20% von ihrem 1-D Wert \dot{M}_{1-D} abweicht (eine Ausnahme bilden Überriesenwinde, bei denen aufgrund der hohen Thomson-Streuung \dot{M} bis zu einem Faktor 2 größer als \dot{M}_{1-D} sein kann). Der durch das Gravity Darkening bedingte erhöhte Massenverlust über den Polen wird durch seine Absenkung am Äquator nahezu völlig kompensiert. Da unter Annahme eines *optisch dünnen Kontinuums nur gemäßigte Ionisationseffekte im Wind* auftreten und das Gravity Darkening-Gesetz die Erhaltung der Gesamtleuchtkraft des Sterns unter der Rotation impliziert, läßt das Ergebnis, daß auch die oberflächenintegrierte Massenverlustrate unter der Rotation weitgehend erhalten bleibt, plausibel erscheinen.

Die Windendgeschwindigkeiten in den Modellen mit prolater Dichtestruktur nimmt von Pol zu Äquator etwas ab, aber es zeigt sich keinesfalls eine so signifikante Diskrepanz wie z.B. im extremen Windkompressionsmodell mit global konstanten k_{CAK} , α , δ (Kap. 4.1).

Das abschließend vorgestellte explorative Model eines B[e]-Windes zeigt, daß wir im Prinzip in der Lage sind, bistabile Winde numerisch stabil zu simulieren. Im Fall einer *gleichförmig strahlenden* Sternoberfläche wird das Lyman-Kontinuum am Äquator optisch dick, und es bildet sich tatsächlich eine wesentlich dichtere Windkomponente in der Äquatorebene aus. Deren Massenverlustrate ist um einen Faktor ~ 70 größer als diejenige des Windes über den Polen. Würde man allerdings das *Gravity Darkening* mitberücksichtigen, so könnte sich aufgrund der größeren optischen Tiefe im Lyman-Kontinuum τ_{L} an den Polen dort eine dichte Windkomponente entwickeln.

Letztendlich hängt aber die Beantwortung dieser Frage von der (Strahlungs-)Temperaturabhängigkeit von τ_{L} ab, die noch eingehend untersucht werden muß.

Abschließend läßt sich feststellen, daß für eine *quantitativ* verlässliche Beschreibung der Struktur zweidimensionaler Winde die Berücksichtigung selbstkonsistenter force multiplier-Parameter angebracht erscheint. An Pol und Äquator addieren sich in *unterschiedlicher* Art und Weise Effekte von Temperatur- und Dichteverlauf mit zunehmender Entfernung vom Stern auf die Ionisationsschichtung. Letztere bestimmt die Verteilung der zur Linienstrahlungsbeschleunigung zur Verfügung stehenden Opzitäten, was *über die reinen Rotationseffekte*, die auch bei globalen force multiplier-Parametern wirksam sind, *hinaus* zu einer *zusätzlichen Ortsabhängigkeit der Linienstrahlungsbeschleunigung* führt.

Einfluß der Rotation auf die H_α -Linienprofilbildung

In diesem Kapitel diskutieren wir die möglichen Konsequenzen der Rotation auf die H_α -Emission von Winden heißer Sterne, die einen wichtigen Indikator für den stellaren Massenverlust darstellt (vgl. Kap. 1.2, S. 6).

Wie in der Einleitung erwähnt, lieferten die in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen ursprünglich die Motivation für die in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen detaillierten strahlungshydrodynamischen Simulationen und sind diesen vorausgegangen. Der Inhalt dieses Kapitels ist bereits veröffentlicht (Petrenz & Puls 1996), weshalb wir in vorliegender Arbeit vorwiegend technische Aspekte in gestraffter Form darstellen. Wir beschränken uns in folgender Studie auf ein exemplarisches 2-D Windmodell, nämlich das *analytische* Windkompressionsmodell (Kap. 4.1). Dieses läßt sich auf einen breiten Parameterbereich bei einer im Vergleich zu detaillierten hydrodynamischen Simulationen verschwindend geringen Rechenzeit anwenden (Rechenzeit für ein Windmodell circa 20 CPUs).

In erster Linie soll diese Untersuchung der Klärung *prinzipieller* Effekte dienen und eine qualitative Abschätzung des Fehlers erlauben, der sich bei Bestimmung von \dot{M} aus der H_α -Emission ergibt, analysiert man rotierende Winde mit dem konventionellen 1-D Ansatz. Dazu wollen wir wie folgt vorgehen: In Kap. 9.1 stellen wir die wichtigsten Eigenschaften der H_α -Linie zusammen und in Kap. 9.3 gehen wir auf den Linienbildungsprozeß ein. Kap. 9.4 stellt grundlegende Effekte vor, die für die H_α -Emission aufgrund der Rotation zu erwarten sind.

9.1 Die H_α -Linie

9.1.0.1 Annahmen und Vereinfachungen für den Strahlungstransport

Bei der Behandlung des H_α -Linienbildungsprozesses verwenden wir folgende Näherungen:

- Da wir vorrangig an der reinen H_α -Linienentstehung interessiert sind, vernachlässigen wir in folgender Studie den HeII-Blend¹ bei 6560 Å. Diese Annahme ist für Sterne mit niedrigem Heliumgehalt Y_{He} vertretbar, aber für höhere Werte von Y_{He} ist sie problematisch, da der Beitrag des Blends zur Linienbreite und zum Absolutwert der Äquivalentbreite an Bedeutung gewinnt. Für *quantitative Analysen* ist der Blend mitzubedenken, da die Werte des Non-LTE *departure-Koeffizienten* (d.h. des Koeffizienten, der die Abweichung vom LTE ausdrückt, s.u.) für das obere Niveau sehr groß sein und zu einer verstärkten HeII-Emission führen können (vgl. Pu96). Um aber im ersten Schritt die verschiedenen Effekte der stellaren Rotation in transparenter Weise voneinander trennen zu können,

¹Unter einem *blend* versteht man die teilweise Überlagerung einer bestimmten Linie durch eine benachbarte,

behandeln wir vorerst nur die reine Wasserstoff-Komponente. In der letztendlichen quantitativen Anwendung ist diese Näherung aufzugeben.

- Wir betrachten das Kontinuum im Frequenzbereich der Balmer-Linie als optisch dünn, was für O-Sterne eine gute Näherung darstellt (vgl. Kap. 3.1.2). Die photosphärischen Kontinua und entsprechenden Absorptionsprofile werden einem Gitter planparalleler Non-LTE-Modellflüsse entnommen (von A. Herrero zur Verfügung gestellt), wobei wir die He-Komponente künstlich entfernt haben.
- Der Strahlungstransport wird in der verallgemeinerten 3-D Sobolevnäherung (Kap. 4.2.2 und Anhang A.1) behandelt. Diese Vereinfachung sollte keine wesentlichen Fehler verursachen, da bei nicht zu starken Winden ($\dot{M} \lesssim 10^{-5} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$) nur der Linienkern von der Emission aus dem subsonischen Windbereich beeinflusst wird, und reduziert die benötigte Rechenzeit erheblich.

9.1.0.2 Optische Tiefe

In der Sobolev-Näherung gilt für die optische Tiefe

$$\tau_{\text{S}}(\vec{r}, \vec{n}) = \frac{C \rho^2(\vec{r})}{|d(\vec{n}\vec{v})/d\vec{n}|}, \quad (9.1)$$

wobei C die physikalischen Parameter des H α ($3 \rightarrow 2$)-Überganges absorbiert und durch

$$C = 6.60 \cdot 10^{20} T_{\text{e}}^{-3/2} \times \frac{1 + Y_{\text{He}} I_{\text{He}}}{(1 + 4Y_{\text{He}})^2} \times \left[b_2(r) \exp\left(\frac{3.945}{T_{\text{e}}}\right) - b_3(r) \exp\left(\frac{1.753}{T_{\text{e}}}\right) \right] \quad (9.2)$$

gegeben ist. Die Herleitung dieses Ausdruckes erfolgt über die Anwendung der Saha-Boltzmann-Gleichung unter Annahme der optischen Tiefe in Sobolev-Näherung, wobei Abweichungen vom LTE erlaubt werden (siehe z.B. Petrenz 1994 (2.1.3.2); vgl. Leitherer 1988).

T_{e} ist die Elektronen-Temperatur in 10^4 K, und b_2 , b_3 bezeichnen die non-LTE departure-Koeffizienten. Letztere folgen aus einer Analyse des Besetzungszahlen-Verlaufes des unteren (n_l) und oberen (n_u) Niveaus unter Anwendung von „unified model atmospheres“ (vgl. Kap. 1.1, S. 3). n_l und n_u sind dabei als Funktion der Radialgeschwindigkeit v_r parametrisiert (siehe Pu96, Gl. 45). Die departure-Koeffizienten entsprechen dabei einer renormierten konstanten Elektronentemperatur $T_{\text{e}} = 0.75 T_{\text{eff}}$.

Genaugenommen gilt diese Parametrisierung als Funktion von $v_r(r)$ nur für rein radial expandierende, sphärisch-symmetrische 1-D Winde. Dennoch verwenden wir sie auch für differentiell rotierende Winde mit einer 2-D Dichteschichtung, da zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch keine korrekte 2-D Parametrisierung bekannt ist und die Abweichungen vom LTE im allgemeinen nur unmaßgeblich sind (vorausgesetzt, wir vernachlässigen die HeII-Komponente). Geht man von einer 1-D Dichteschichtung aus, so erhält man über die Kontinuitätsgleichung $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v_r(r)$:

$$\tau_{\text{S}}(\vec{r}, \vec{n}) = \frac{A'(r)}{r^4 v_r(r)^2 |d(\vec{n}\vec{v})/d\vec{n}|}, \quad (9.3)$$

mit $A'(r) = C(\dot{M}/4\pi)^2$. Um einen Eindruck der Größenordnung von τ_{S} zu geben, sei angemerkt, daß $A'/(v_{\infty}^3 R_{\star}^3)$ äquivalent zur Größe $A(r)$ in Pu96 (siehe dort Gl. 3) ist und Werte von $10^{-1} \dots 10^{-7}$ besitzt. Das heißt, der *Großteil des Windes ist optisch dünn in H α* .

9.2 Das Windmodell

Näherungen. Bei unserer Studie beschränken wir uns auf die Verwendung dreier einfacher Windmodelle, wobei wir in sukzessiven Schritten folgende Näherungen bei der Berechnung der Linienprofile fallen lassen:

1. 1-D sphärisch-symmetrischer Strahlungstransport
2. 1-D Dichteschichtung im Wind
3. konstante photosphärische Schwerebeschleunigung bei allen Co-Breiten Θ .

Wir gehen von einem *stationären* und *glatten* Wind (d.h. ohne Klumpungen und Schocks) und der Einfachheit halber von einer *sphärischen* Sternoberfläche aus. Bezüglich der Diskussion dieser Näherungen vom hydrodynamischen bzw. diagnostischen Standpunkt aus verweisen wir auf Kap. 3.1.2, S. 27 und Kap. 1.3.1, S. 7 bzw. Kap. 1.4.1, S. 19.

Das Modell. Im konkreten verwenden wir folgende Modelle:

- (1) Sphärisch-symmetrischer Wind ohne Rotation („1-D Modell“², $v_{\Phi} = v_{\Theta} = 0$):

$$v_r(r) = v_{\infty} \left(1 - \frac{b}{x}\right)^{\beta}, \quad b = 1 - \left(\frac{v_{\min}}{v_{\infty}}\right)^{1/\beta}, \quad (x \equiv r/R_*, \text{ vgl. Gl. (4.14)}) \quad (9.4)$$

$$\rho(r) = \dot{M}/(4\pi r^2 v_r(r)). \quad (9.5)$$

- (2) Wind mit sphärisch-symmetrischer 1-D Dichteschichtung ($v_r(r)$, $\rho(r)$ wie bei (1), $v_{\Theta} = 0$) aber einer zusätzlichen azimuthalen Geschwindigkeit, die aus der Annahme der Drehimpulserhaltung folgt:

$$v_{\Phi}(\Theta, r) = v_{\text{rot}} \frac{\sin \Theta}{x}. \quad (9.6)$$

- (3) Das allgemeinste Modell, das wir in dieser Studie verwenden, ist das in Kap. 4.1 diskutierte analytische Windkompressionsmodell, wobei wir uns auf *Rotationsraten* beschränken, die *unterhalb derjenigen liegt, bei denen die Bildung einer Scheibe einsetzt*.

Da v_{Θ} nur in unmittelbarer Sternnähe die gleiche Größenordnung wie v_r besitzt, sollte der Einfluß auf den Linienbildungsprozeß auf die Linienmitte beschränkt bleiben, und dies auch nur über ein geringes absorbierendes/emittierendes Volumen. Weil der Linienkern ohnehin von einer Vielzahl theoretischer Unsicherheiten und oftmals beobachteter Variabilität (Siehe Kap. 1.3.1, vgl. Ebbets 1982) berührt ist, sollte zum gegenwärtigen Zeitpunkt der Einfluß von v_{Θ} auf die *Linienprofilbildung* im Vergleich zu dem von v_{Φ} vernachlässigbar sein. Bei O-Sternen überwiegt die radiale Geschwindigkeit v_r für $x \gtrsim 1.1$ sowohl v_{Θ} als auch v_{Φ} bei weitem. Aus diesen Gründen erscheint die Vernachlässigung von v_{Θ} gegenüber v_{Φ} bei der Liniensynthese vollkommen gerechtfertigt. (Nur gesetzt dem Fall, daß man an einer detaillierten Modellierung des Linienkerns interessiert ist oder daß eine extrem langsame radiale Expansion vorliegt, muß v_{Θ} eventuell explizit mitberücksichtigt werden.)

Somit setzen wir v_{Θ} in allen verwendeten kinematischen Modellen gleich Null.

²Um im weiteren den sprachlichen Umgang mit den verschiedenen Modellen zu erleichtern, bezeichnen wir Profile/Windmodelle für 1-D Dichteschichtungen als „1-D Modelle“ und solche für 2-D Dichten bzw. 2-D Geschwindigkeitsfelder als „2-D Modelle“.

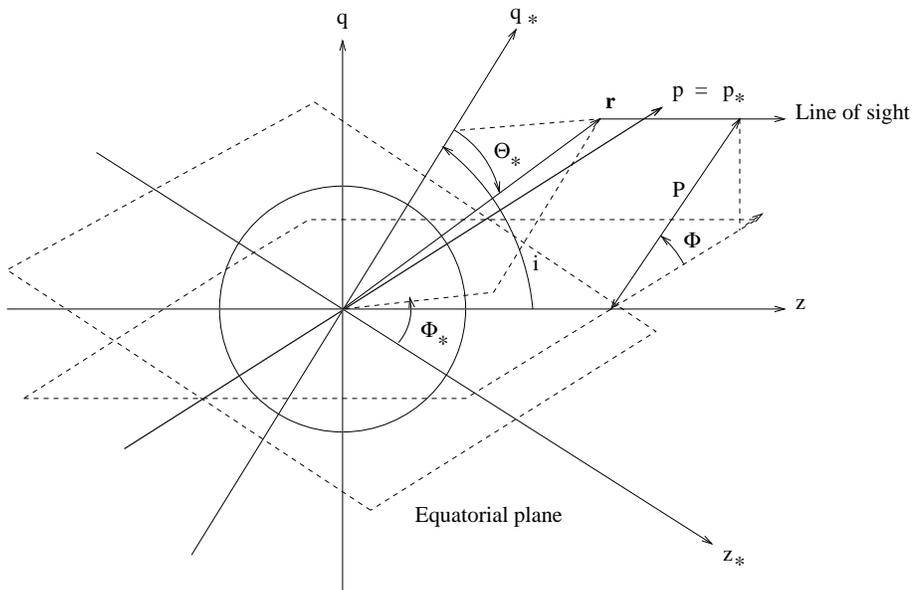


Abbildung 9.1: Zur Berechnung des vom Wind abgestrahlten Flusses F_ν verwendete Geometrie. Das stellare System (z_*, p_*, q_*) ist bezüglich des Beobachtersystems um den Inklinationswinkel i geneigt, mit $p_* = p$. Der Stern rotiert gegen den Uhrzeigersinn um die q_* -Achse, und der Beobachter befindet sich bei $z = \infty$. Θ_* bezeichnet den Polar- und Φ_* den Azimutalwinkel im stellaren System. Die Polarkoordinaten (P, Φ) im Beobachtersystem sind in der (p, q) -Ebene definiert, mit $p = P \cos \Phi$ und $q = P \sin \Phi$.

9.3 Linienbildung

9.3.1 Geometrie und projizierte Geschwindigkeiten

Die verwendete Geometrie ist in Abb. 9.1 abgebildet. Das kartesische Beobachtersystem ist durch (z, p, q) gekennzeichnet und das um den Winkel i geneigte stellare System durch (z_*, p_*, q_*) . Letzteres entspricht dem in Abb. 3.2 eingeführten System (X, Y, Z) . Der Beobachter befindet sich bei $z = \infty$ und empfängt nur die in Sichtrichtung \vec{n}_z emittierte Strahlung.

9.3.2 Konsequenzen der differentiellen Rotation für die optische Tiefe

In diesem Abschnitt beschreiben wir in Kürze den wesentlichen Effekt der differentiellen Rotation auf die optische Tiefe τ_S , der ein Ergebnis einer früheren Studie (Petrenz 1994) ist. Dazu führen wir den Begriff der „Resonanzzone“ ein. Bezeichne X die Frequenzverschiebung des Windmaterials im Beobachtersystem bezüglich der Ruhewellenlänge ν_0 in Einheiten der maximalen Dopplerverschiebung (bei v_∞). So ist die zu X gehörige Resonanzzone derjenige Windbereich, in dem das emittierende Material eben diese Frequenzverschiebung gegenüber dem sich im Unendlichen befindenden Beobachter besitzt. Nimmt man eine 1-D Dichteschichtung (Gl. (9.5))

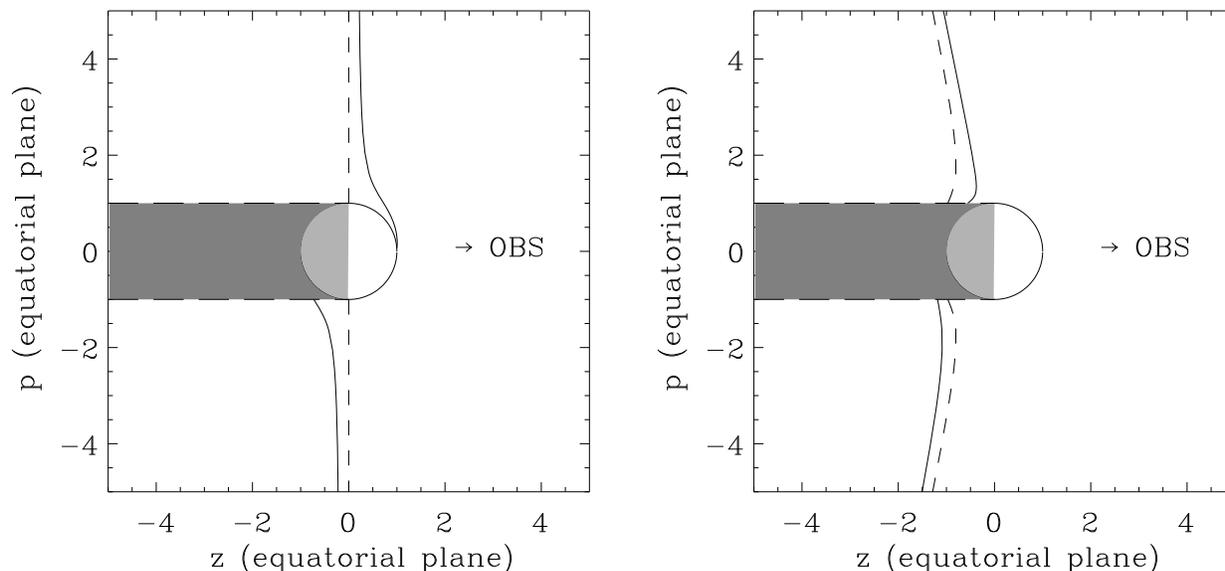


Abbildung 9.2: Resonanzzonen (wie sie vom Beobachter bei $z = +\infty$ „gesehen“ werden) in einem 2-D O-Sternwind in der Äquatorebene für $X = 0$ (links) und $X = -0.2$ (rechts). Strichliert: $v_{\text{rot}} \equiv 0$, durchgezogen: $v_{\text{rot}} = 400 \text{ km s}^{-1}$. Windparameter: $v_{\text{min}} = 20 \text{ km s}^{-1}$, $v_{\infty} = 2250 \text{ km s}^{-1}$ und $\beta = 1$. Der schraffierte Bereich hinter dem Stern ist für den Beobachter abgeschattet. Im Gegensatz zur üblichen Notation sind p und z in Einheiten von R_* skaliert.

und ein 2-D Geschwindigkeitsfeld (Gl. (9.4,9.6)) an, so verändert sich aufgrund der zusätzlichen Azimutalkomponente v_{Φ} die Lage der Resonanzzonen und der lokale Geschwindigkeitsgradient $d(\vec{n}_z \vec{v})/d\vec{n}_z$ in Beobachterrichtung im Vergleich zu einem rein radial expandierenden Wind. Gemäß Gl. (9.1) führt dies zu einer Veränderung der optischen Tiefe. Um den Ort der korrespondierenden Resonanzzone als Funktion der Frequenz zu finden, ist die *Resonanzbedingung*

$$X = \frac{\vec{n}_z \vec{v}}{v_{\infty}} = \frac{v_{\text{obs}}}{v_{\infty}} \quad (9.7)$$

zu lösen. Die projizierte Geschwindigkeit v_{obs} auf den Beobachter zu und die Richtungsableitung $d(\vec{n}_z \vec{v})/d\vec{n}_z$ im Wind sind durch Gl. (40,41) in PP96 gegeben. Beide Größen hängen explizit nur von der *projizierten* Rotationsrate $v_{\text{rot}} \sin i$, nicht aber vom Absolutwert v_{rot} ab.

Da gemäß Gl. (9.6) die stärksten Effekte in der Äquatorebene auftreten, beschränken wir die Darstellung auf diese. Abb. 9.2 zeigt die Resonanzzonen im Wind eines typischen O-Sterns für zwei verschiedene Frequenzen ($X = 0$ und $X = -0.2$) für $v_{\text{rot}} = 0$ und $v_{\text{rot}} = 400 \text{ km s}^{-1}$. Der Stern rotiert *gegen den Uhrzeigersinn*, so daß das Windmaterial eine zusätzliche azimutale Geschwindigkeitskomponente weg vom (für $p > 0$) bzw. zum (für $p < 0$) Beobachter erhält. Dies führt zu einer Verdrehung der Resonanzzonen *im Uhrzeigersinn* nahe des Sterns, d.h. gegen seine Rotationsrichtung. Wie Abb. 9.2 (links) zeigt, entfernen sich die Resonanzzonen für $X \approx 0$ vom Stern (wobei man die Situation für *denselben* Stoßparameter p betrachten muß), und für größere (Absolut)werte von X nähert sich eine Hälfte des in Resonanz stehenden Materials der

Sternoberfläche (Abb. 9.2, rechts).

Wie in PP96 (Abschnitt 4.3) diskutiert, ist gemäß Gl. (9.3) die starke Proportionalität $\tau_S \sim v_r^{-3}$ entscheidend für das Verhalten der optischen Tiefe. Das heißt, letztendlich kontrolliert die *Dichteabhängigkeit* das Verhalten von τ_S , wie man es für Rekombinationslinien auch erwarten sollte. Somit erfährt die optische Tiefe τ_S aufgrund der Verdrehung der Resonanzonen für kleine Frequenzverschiebungen X eine Absenkung und für größere X eine Erhöhung, da sich *im Mittel* die starke Abhängigkeit von $\rho^2(r)$ durchsetzt.

Wir bezeichnen dieses Verhalten der Resonanzonen (und seine Folgen für die optische Tiefe) im weiteren als *Resonanzzoneneffekt* (vgl. Kap. 9.4.2).

9.3.3 Berechnung der Linienprofile

Die Berechnung des Flusses F_{ν}^{obs} , den der sich in einer Entfernung D befindende Beobachter empfängt, erfolgt durch Integration der am äußeren Windrand r_{max} austretenden (*emergenten*) Intensität I_{ν}^{emg} (gegeben durch Gl. 43 in PP96) über die senkrecht zur Sichtrichtung orientierte Ebene.

$$F_{\nu}^{\text{obs}} = \frac{1}{D^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_*} I_{\nu}^{\text{emg}}(\Phi, P, \vec{n}_z) P dP d\Phi + \frac{1}{D^2} \int_0^{2\pi} \int_{R_*}^{r_{\text{max}}} I_{\nu}^{\text{emg}}(\Phi, P, \vec{n}_z) P dP d\Phi \quad (9.8)$$

Der erste Term liefert den Beitrag der *core*-Region und der zweite denjenigen der *non-core*-Region. Um das normierte Linienprofil $R_{\nu} = F_{\nu}^{\text{obs}}/F_{\nu}^{\text{cont}}$ bestimmen zu können, benötigen wir den Kontinuumsfluß:

$$F_{\nu}^{\text{cont}} = \frac{1}{D^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_*} I_{\nu}^{\text{cont}} P dP d\Phi. \quad (9.9)$$

Im folgenden gehen wir üblicherweise von einem über das Linienprofil konstanten photosphärischen Kontinuum $I_{\nu}^{\text{cont}} \equiv B_{\nu_0}(T_{\text{rad}})$ with $T_{\text{rad}} = 0.77 T_{\text{eff}}$ at H $_{\alpha}$ (vgl. Pu96) aus.

Allerdings ist für die Fälle, in denen wir das Gravity Darkening explizit berücksichtigen, folgendes anzumerken: Da die Deformation der Sternoberfläche bei O-/B-Sternen auch bei höheren Rotationsraten nicht sehr stark ist, aber die Oberflächeneigenschaften mit der stellaren Breite deutlich variieren (vgl. Kap. 4.3.3), nehmen wir in unserem 2-D Strahlungstransport-Code einen sphärischen Stern mit $R_*(\Theta_*) = R_*^{\text{av}}(\forall \Theta_*)$ an, berücksichtigen allerdings die lokale Schwerkbeschleunigung $g_{\perp}(\Theta_*)$ (Gl. (4.77)) und die lokale Effektivtemperatur $T_{\text{eff}}(\Theta_*)$ (Gl. (4.87)) an verschiedenen Orten seiner Oberfläche. Vernachlässigen wir die Mitte-Rand-Verdunkelung (Kap. 4.2.3, S. 50), ergibt sich F_{ν}^{cont} als der Mittelwert der lokalen Kontinuumsflüsse $F_{\nu}^{\text{cont}}(\Theta_*)$, die in Abhängigkeit von $g_{\perp}(\Theta_*)$ und $T_{\text{eff}}(\Theta_*)$ einem Gitter planparalleler Non-LTE-Atmosphären entnommen werden können. (Letztere wurden dem Autor von A. Herrero zur Verfügung gestellt.) Somit folgt der vom Beobachter empfangene Kontinuumsfluß:

$$F_{\nu}^{\text{cont}} = \frac{1}{\pi R_*^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_*} F_{\nu}^{\text{cont}}(\Theta_*(P, \Phi)) P dP d\Phi, \quad (9.10)$$

wobei Θ_* mit den in Kap. 3.2 gegebenen geometrischen Ausdrücken bestimmt werden kann. Das normierte photosphärische Linienprofil R_ν^{phot} ergibt sich zu:

$$R_\nu^{\text{phot}}(P, \Phi) = \frac{F_\nu^{\text{phot}}(\Theta_*(P, \Phi))}{F_\nu^{\text{cont}}}, \quad (9.11)$$

mit dem bei Θ_* austretenden tatsächlichen Linienstrahlungsfluß $F_\nu^{\text{phot}}(\Theta_*)$. Es ist ersichtlich, daß $R_\nu^{\text{phot}}(P, \Phi)$ äquivalent zu $\pi R_*^2 (I_\nu^c(\Theta_*)/F_\nu^{\text{cont}})$ ist.

9.4 Linienprofile - Allgemeine Effekte

Bei der Untersuchung des Einflusses der Rotation auf die H_α -Linienemission konzentrieren wir uns auf die Abweichungen vom konventionellen Ansatz (d. h. Berechnung eines H_α -Profils für einen 1-D Wind und nachträgliche Faltung mit einem Rotationsprofil der Breite $v_{\text{rot}} \sin i$, vgl. Kap. 1.4.2, S. 19) und die möglichen Konsequenzen für die Bestimmung der Massenverlustrate und (wie wir weiter unten sehen werden) der *absoluten* stellaren Rotationsgeschwindigkeit v_{rot} .

Die Berechnung der Linienprofile erfolgt über Gl. (9.8) - (9.11) und Gl. (9.4, 9.5, 9.6) für den sphärisch-symmetrischen Wind bzw. Gl. (4.13)-(4.15) für das 2-D Windkompressionsmodell. Bezüglich der numerischen Spezifikationen des Strahlungstransportcodes sei auf PP96 (Kap. 5) verwiesen.

9.4.1 Gravity Darkening

Als erstes wollen wir überprüfen, wie stark die resultierenden Profile von einer detaillierten Behandlung des Gravity Darkening abhängen. Dazu vergleichen wir sie mit Profilen, zu deren Berechnung nur ein *einziges photosphärisches Profil*, das *gemittelten photosphärischen Parametern* entspricht, verwendet worden ist. Zu diesem Zweck nehmen wir in beiden Fällen ein 2-D Windmodell mit Sternradius R_*^{av} und Effektivtemperatur $T_{\text{eff}}^{\text{av}}$ (Gl. (4.92, 4.93)) an. Der einzige Unterschied betrifft die Wahl der als Randbedingung am Sternrand eingehenden photosphärischen Flüsse: Für die „1-D Vergleichs-Photosphäre“ verwenden wir ein Profil, das den gemittelten Werten $g_\perp^{\text{av}}, T_{\text{eff}}^{\text{av}}$ entspricht. Im Gegensatz dazu gehen beim „exakten“ Ansatz Profile, die durch $g_\perp(\Theta), T_{\text{eff}}(\Theta)$ bestimmt sind, und ein durch Gl. (9.10) gegebenes Kontinuum ein. Abb. 9.3 zeigt die Resultate für einen Stern mit sehr niedriger ($\dot{M} = 10^{-8} M_\odot \text{yr}^{-1}$) und hoher ($\dot{M} = 6 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$) Massenverlustrate. An dieser Stelle und bei allen folgenden Profilen tragen wir den Residuumsfluß R_ν gegen die Frequenzverschiebung X in Einheiten der maximalen Dopplerverschiebung bezüglich v_∞ auf. Die *Äquivalentbreite* $W_\lambda = \int_0^\infty R_\nu d\nu$ ist dabei so redefiniert, daß sie *bei Netto-Emission größer als Null* ist.

Im ersten Fall ist die Windemission quasi Null (d.h. wir beobachten das reine photosphärische Profil) und im zweiten hingegen dominiert sie klar. Auf die unterschiedlichen Profilformen in Abhängigkeit vom Massenverlust und der Inklination gehen wir später ein. An dieser Stelle wollen wir festhalten, daß der Vergleich zwischen den Profilen, bei denen wir das Gravity Darkening berücksichtigen bzw. vernachlässigen, selbst im Fall hoher Rotationsraten einen auf wenige Prozentpunkte beschränkten Einfluß des Gravity Darkening auf die Emission bzw. die

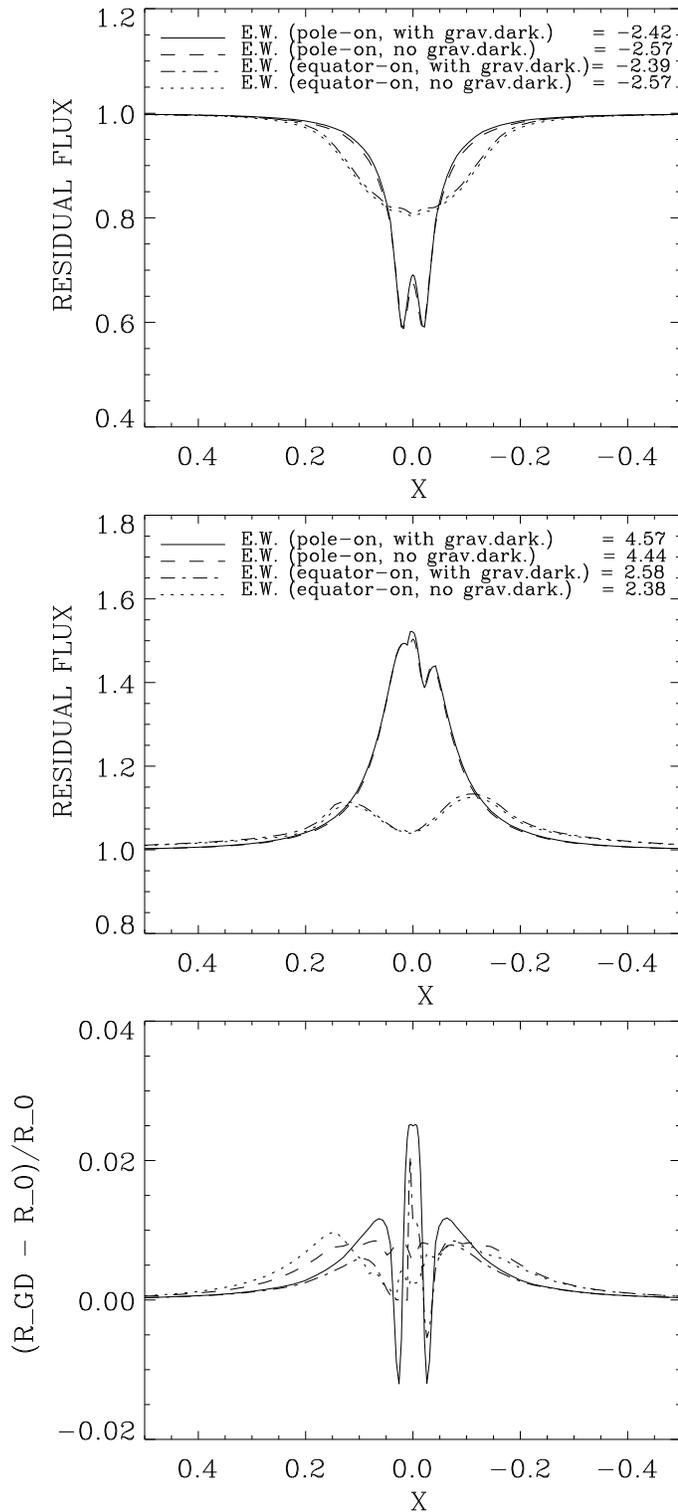


Abbildung 9.3: H_α -Linienprofile für einen 2-D Wind und stellare Parameter wie in Tab. 4.1 für $v_{\text{rot}} = 300 \text{ km s}^{-1}$. Oben: $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot \text{yr}^{-1}$; durchgezogen: $\sin i = 0$ (Polaufsicht), mit Gravity Darkening; strichliert: $\sin i = 0$, ohne Gravity Darkening; strichpunktirt: $\sin i = 1$ (Äquatoraufsicht), mit Gravity Darkening; punktiert: $\sin i = 1$, ohne Gravity Darkening.

Mitte: wie oben, aber für $\dot{M} = 6 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$.

Unten: relative Unterschiede $(R_{GD} - R_0)/R_0$ zwischen H_α -Profilen mit/ohne Gravity Darkening. Durchgezogen: $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot \text{yr}^{-1}$, $\sin i = 0$; strichliert: $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot \text{yr}^{-1}$, $\sin i = 1$; strichpunktirt: $\dot{M} = 6 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$, $\sin i = 0$; punktiert: $\dot{M} = 6 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$, $\sin i = 1$.

Äquivalentbreite ergibt. Dieser kleine Unterschied erklärt sich durch die Tatsache, daß unsere „1-D Vergleichsphäre“ ein Profil zeigt, das den Durchschnitt der verschiedenen von der betrachteten Sternoberfläche abgestrahlten Absorptionslinienprofile darstellt. Letztere sind nahe der heißen Pole schwächer und um den Äquator herum stärker als das gemittelte. Bei jeder Inklination kompensieren sich diese beiden Effekte zumindest teilweise, und der bei verschiedenen i resultierende Unterschied ist so klein, daß der beträchtliche Aufwand, der zur Berücksichtigung dieses Effektes notwendig ist, in Hinsicht auf die zusätzlichen Unsicherheiten nicht gerechtfertigt erscheint. Deshalb werden wir diesen Effekt in den weiteren Untersuchungen vernachlässigen und in allen Fällen ein von der stellaren Co-Breite unabhängiges, mittleres photosphärisches Profil verwenden.

An dieser Stelle ist zu erwähnen, daß dieses Vorgehen nur für solche Sterne gerechtfertigt ist, bei denen der Temperatur- und Dichtekontrast zwischen Pol und Äquator *nicht zu deutlich* voneinander abweichenden Ionisationsgleichgewichten an diesen verschiedenen Orten führt. Für O-Sterne ist diese Forderung gut erfüllt, aber nicht für schnell rotierende B-Sterne (vgl. Kap. 1.3.1), bei denen die polare Variation der physikalischen Bedingungen einen wesentlich größeren Einfluß auf die Ionisationsstruktur und Besetzungszahlen besitzt (siehe auch z.B. Massa 1995).

Aus dieser Untersuchung läßt sich ein noch ein weiterer Schluß ziehen: Die Ergebnisse für den Stern mit niedriger Massenverlustrate zeigen, daß die übliche Bestimmung photosphärischer Parameter durch den Fit synthetischer Linienprofile (gefaltet mit einem entsprechenden Rotationsprofil) an beobachtete in der Tat Werte ergibt, die nahezu perfekt mit den *gemittelten* Werten übereinstimmen. Also könnte man im Prinzip die Prozedur zur Bestimmung der gemittelten photosphärischen Parameter umkehren, um damit auf die Parameter des nichtrotierenden Sterns oder die Sternmasse (falls eine Abschätzung von $\sin i$ möglich ist; vgl. Herrero et al. 1992 und auch weiter unten) rückzuschließen.

Im Sinne dieser Argumentation sollten Sterne mit verschiedenen Parametern, deren gemittelte (also *effektive*) photosphärische Parameter übereinstimmen, nahezu identische photosphärische Profile zeigen. Dieses Verhalten motiviert auch unser weiteres Vorgehen beim Vergleich von Profilen, die sich bei Annahme verschiedener Windmodelle und Rotationsraten ergeben: In allen Fällen vergleichen wir nur Modelle mit *gleichen* gemittelten Parametern, unabhängig von ihren tatsächlichen Rotationsraten. Das ist der direkte Weg, die reinen Effekte verschiedener *Windphysik* auf die resultierenden Linienprofile zu untersuchen, da die „effektiven“ photosphärischen Bedingungen durch ihren gemittelten Wert als vorgegeben betrachtet werden. In der letztendlichen Anwendung der Methode wäre dann die Rücktransformation dieser gemittelten (durch photosphärische Analysen bestimmten) auf die tatsächlichen Parameter durchzuführen.

9.4.2 Grundlegende Effekte der differentiellen Rotation

Da der Einfluß der differentiellen Rotation auf die H_α -Linienemission erstmals sehr ausführlich in Petrenz (1994) diskutiert worden ist, wollen wir hier nur die wichtigsten Ergebnisse zusammenfassen: Nimmt man einen Wind mit 1-D Dichteschichtung (Gl. (9.5)), aber einem 2-D Geschwindigkeitsfeld (Gl. (9.4,9.6)) mit der entsprechenden Richtungsableitung $d(\vec{n}_z \vec{v})/d\vec{n}_z$ (Gl. 36 in PP96) im Wind an, so hat der rein kinematische Effekt auf die Resonanzonen und deren optischen Tiefen drastische Konsequenzen für die Profilform. Das zeigt der Vergleich dreier Profile in Abb. 9.4 (links), nämlich desjenigen, das sich aus dem 1-D Strahlungstransport

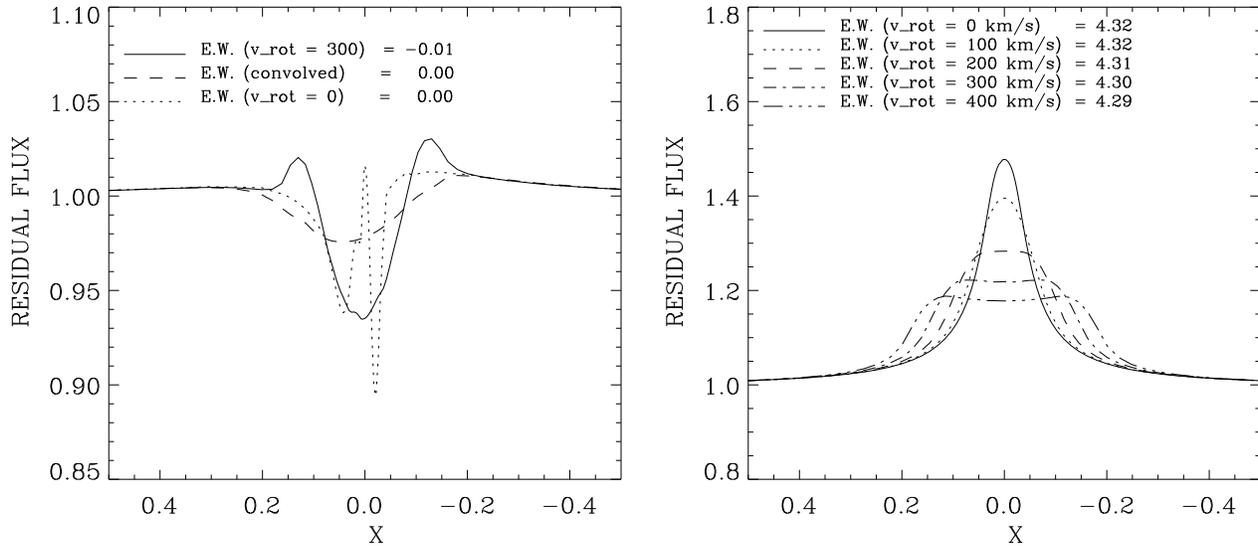


Abbildung 9.4: H_α -Linienprofile für ein rotierendes Windmodell mit 1-D Dichteschichtung.

Links: Durchgezogen: 2-D Strahlungstransport, 2-D Geschwindigkeitsfeld mit $v_{\text{rot}} = 300 \text{ km s}^{-1}$; punktiert: 1-D Strahlungstransport $v_{\text{rot}} = 0 \text{ km s}^{-1}$; strichliert: 1-D Strahlungstransport, nachträgliche Faltung mit Rotationsprofil der Breite $v_{\text{rot}} \sin i = 300 \text{ km s}^{-1}$. $\dot{M} = 4.5 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, andere Parameter wie in Kap. 4.1.2.

Rechts: Linie im LTE (d.h. $b_2(r), b_3(r) \equiv 1$), $T_e = T_{\text{rad}} = 0.75 T_{\text{eff}}$, $\sin i = 0$, keine photosphärische Absorption. $\dot{M} = 6 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, andere Parameter wie in Kap. 4.1.2.

und $v_{\text{rot}} = 0$ ergibt (punktiert), mit dem aus der konventionellen Behandlung resultierenden (gestrichelt, 1-D Strahlungstransport und anschließende Faltung mit einem Rotationsprofil der Breite $v_{\text{rot}} \sin i = 300 \text{ km s}^{-1}$) und demjenigen, das der korrekte 2-D Strahlungstransport liefert (durchgezogen, $v_{\text{rot}} = 300 \text{ km s}^{-1}$).

Die Unterschiede in den drei Profilen erklären sich dadurch, daß einerseits durch Faltung des 1-D mit dem Rotationsprofil die zentrale Intensitätsvariation über einen breiten Frequenzbereich „verschmiert“ wird, d.h. das resultierende Linienprofil wird breiter und schwächer. Andererseits sind beim 2-D Profil, das von der *differentiellen* Rotation abhängt, eine wesentlich stärkere Absorption in der Linienmitte und deutliche „Emissionshügel“ in den Flügeln zu erkennen. Der Grund für dieses Verhalten liegt im Resonanzzoneneffekt (Kap. 9.3.2, S. 224): Die optische Tiefe τ_S nimmt bei Frequenzen $|X| \gtrsim 0.1 \dots 0.2$ zu und für $|X| \lesssim 0.1$ ab. Da im optisch dünnen Fall $I_\nu^{\text{emg}} \approx \tau_S S_1$ (S_1 : Linienquellfunktion, die durch den Wind hindurch nahezu konstant bleibt) gilt (vgl. Pu96), entspricht dies im Vergleich zum nichtrotierenden Fall einem Anwachsen der Emission in den Linienflügeln und einer Abnahme derselben im Linienkern. So fehlt im 2-D Fall z.B. die zentrale Emission, die sich für $v_{\text{rot}} = 0$ zeigt, obwohl die Dichten in beiden Modellen identisch sind. Man beachte, daß die Breiten der zentralen Absorption für das 2-D und das 1-D ($v_{\text{rot}} = 0$) Geschwindigkeitsfeld näher beieinanderliegen als diejenigen für das 2-D und das nachträglich gefaltete 1-D Modell. Also liegt bei dieser Massenverlustrate die „effektive“ Rotationsrate näher bei Null als beim tatsächlichen photosphärischen Wert.

Da diese Profile durch (moderate) Abweichungen vom LTE und ein unterliegendes photosphäri-

ches Absorptionsprofil beeinflußt sind, veranschaulicht Abb. 9.4 (rechts) den reinen Resonanzzoneneffekt anhand einer Linie im reinen LTE ohne photosphärische Absorption und $T_e = T_{\text{rad}} = 0.75 T_{\text{eff}}$. In diesem Fall ist die Gesamtemission des core-Bereiches gleich Null (vgl. Pu96) und man sieht die *reine Emission des non-core-Bereiches*, für die der Resonanzzoneneffekt alleine entscheidend ist: Mit steigendem v_{rot} sinkt die Emission in der Linienmitte und nimmt in den Flügeln zu. Bei extremen Rotationsraten ($v_{\text{rot}} \gtrsim 300 \text{ km s}^{-1}$) bilden sich sogar zwei symmetrische Emissionsmaxima aus, obwohl *keine* „Scheibe“ im Wind existiert.

Der deutliche Unterschied zwischen dem gefalteten und dem 2-D Profil ist von großer Bedeutung für Linienfits, die man mit dem konventionellen 1-D Ansatz durchführt. Zur Reproduktion der tieferen und schmäleren zentralen Absorption mittels eines nicht geeigneten 1-D Fits müßte man eine projizierte Rotationsrate $v_{\text{rot}} \sin i$ annehmen, die deutlich kleiner als die tatsächliche ist.

Wie bereits erwähnt, hängen sowohl die auf die Beobachterichtung projizierte Geschwindigkeit v_{obs} als auch die entsprechende Richtungsableitung $d(\vec{n}_z \vec{v})/d\vec{n}_z$ explizit nur von $v_{\text{rot}} \sin i$, nicht aber von der absoluten Rotationsrate v_{rot} ab. Deshalb ist es *bei Annahme einer 1-D Dichte nicht möglich, aus synthetischen H_α -Linienprofilen auf v_{rot} zu schließen*.

Ein letzter interessanter Punkt ist, daß die Dichte von der differentiellen Rotation unberührt ist und die Anzahl der emittierten Photonen keine Änderung im Vergleich zum nichtrotierenden Wind erfährt. Deshalb bleibt die Äquivalentbreite W_λ bei Annahme einer 1-D Dichteschichtung unter der Rotation erhalten. Also sind Methoden, bei denen \dot{M} aus der Äquivalentbreite von H_α bestimmt wird (z.B. Leitherer 1988a, LL93, Pu96), durch den Resonanzzoneneffekt nicht berührt (vorausgesetzt, die Dichtestruktur erfährt nur eine unwesentliche Änderung durch die Rotation).

9.4.3 2-D Dichteschichtung

Im letzten Schritt unserer Untersuchung berücksichtigen wir zusätzlich zur differentiellen Rotation (wobei wieder $v_\Theta \equiv 0$ sei) die Ausbildung einer 2-D Dichteschichtung im Rahmen des BC-Modelles (siehe Kap. 4.1). Da dieses Modell eine Dichtekonzentration des Windes in Richtung der Äquatorebene vorhersagt, sollte auch der Großteil der H_α -Emission aus diesem Bereich stammen. Bei gegebenem $v_{\text{rot}} \sin i$ (anhand rein photosphärischer Linien zu bestimmen) werden die abgestrahlten Linienprofile explizit von der Inklination $\sin i$ abhängen, da die Dichtestruktur selbst nur eine Funktion der absoluten Rotationsrate v_{rot} ist. Wie weiter unten deutlich wird, bietet dies im Prinzip die Möglichkeit, $\sin i$ aus H_α -Linienfits für Winde heißer Sterne zu bestimmen.

9.4.3.1 Grundlegende Effekte

Im ersten Schritt untersuchen wir den Einfluß der 2-D Dichteschichtung auf H_α -Linienprofile als Funktion von v_{rot} (bei konstantem Inklinationswinkel) und als Funktion von $\sin i$ (bei konstantem v_{rot}). Den Fall eines konstanten $v_{\text{rot}} \sin i$, der in Bezug auf die *Analyse beobachteter Profile* am interessantesten ist, diskutieren wir weiter unten.

Konstantes $\sin i$. Um den reinen Effekt des Dichtekontrastes zu verdeutlichen, zeigt Abb. 9.5 (links) H_α -Profile für verschiedene Rotationsraten v_{rot} bei *Ausblick auf den Pol*, d.h. $\sin i = 0$.

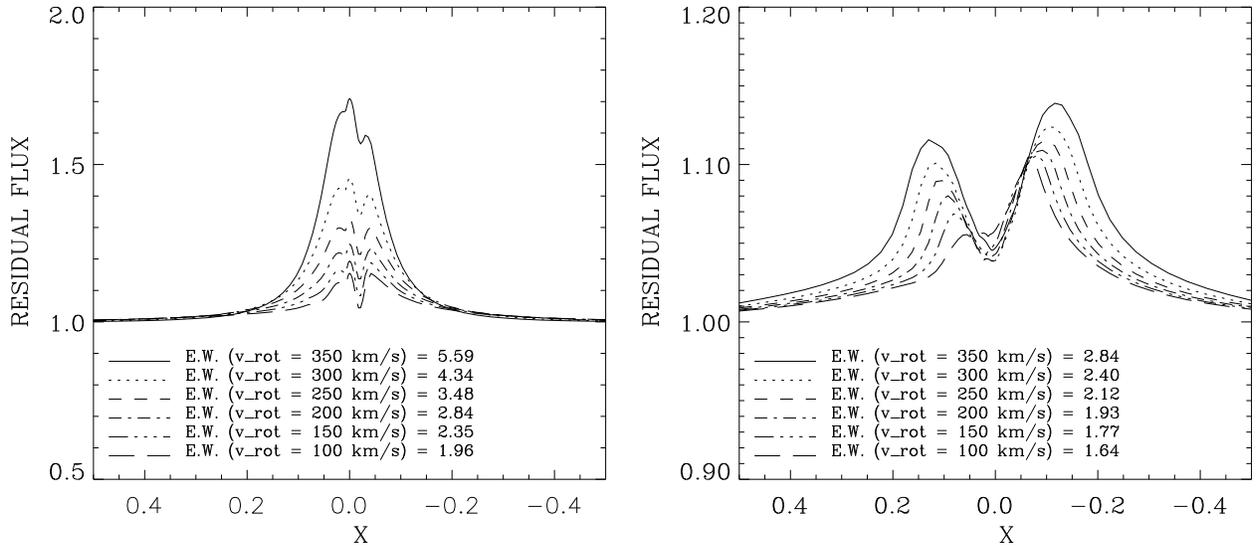


Abbildung 9.5: H_α -Profile für ein Windmodell mit 2-D Dichteschichtung, in Richtung des Pols (links) bzw. des Äquators (rechts) betrachtet als Funktion der Rotationsgeschwindigkeit v_{rot} . $\dot{M} = 6 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$, andere Parameter wie in Kap. 9.4.1.

Somit ist die azimutale Geschwindigkeitskomponente v_ϕ bedeutungslos, und der Resonanzzonen-effekt wird unterdrückt. Man beachte, daß hier und im weiteren bei allen Rotationsgeschwindigkeiten die oberflächenintegrierte Massenverlustrate die gleiche ist, um den Vergleich zwischen den verschiedenen 2-D und 1-D Modellen zu vereinfachen (vgl. die Diskussion in Kap. 9.4.1). Somit unterscheidet sich nur die Winkelverteilung des Massenausstroms als Funktion von v_{rot} . Da wir den Wind in Polaufsicht betrachten, empfangen wir die maximale Emission der „Kompressionszone“ um die Äquatorebene. Es ist offensichtlich, daß bei den meisten Frequenzen die Emission und folglich die Äquivalentbreite mit steigendem v_{rot} zunimmt. Dieser durch die verstärkte Konzentration des Windmaterials um die Äquatorebene bedingte Effekt führt zu einer stark nichtlinearen Zunahme der Emission über $F_\nu^{\text{obs}} \sim I_\nu^{\text{emg}} \sim$ optisch dünner Fall: $\tau \sim \rho^2$ (vgl. Gl. (9.1)). Deshalb bezeichnen wir ihn im weiteren als ρ^2 -Effekt. Für größere Werte von v_{rot} werden die Unterschiede aufeinanderfolgender Profile in Form und Stärke immer ausgeprägter, da der ρ^2 -Effekt sehr stark wird, wenn v_{rot} die kritische Rotationsrate v_{crit} erreicht.³

Bei Frequenzen $|X| \gtrsim 0.15$ ist die Emission niedriger als im 1-D Fall und nimmt mit steigendem v_{rot} ab. Dieses Verhalten erklärt sich durch die mit v_{rot} zunehmende Ausdünnung des schnellen, polaren emittierenden Materials zugunsten des Windes um die Äquatorebene herum. Im Vergleich mit der verstärkten zentralen Emission ist dieser Effekt jedoch unbedeutend, da der Beitrag der Emission in den Flügeln bereits bei 1-D Winden ziemlich klein ist.

In Abb. 9.5 (rechts) sehen wir den gleichen Wind in H_α wie zuvor, nun jedoch mit Blickrichtung auf den Äquator. Die Unterschiede zur linken Abbildung sind gravierend. Erstens weichen die Profile für steigendes v_{rot} weit weniger voneinander ab, da der Beitrag der Quasi-Scheibe zur Gesamtemission in dieser Konfiguration am kleinsten ist. Zweitens weisen die zwei Emissi-

³So beträgt der Dichtekontrast bei unserem Modell für $v_{\text{rot}} = 100 \text{ km s}^{-1}$ nur $\rho_{\text{eq}}^2/\rho_{\text{p}}^2 \lesssim 1.6$ (Abb. 4.4 (links)), dagegen für $v_{\text{rot}} = 300 \text{ km s}^{-1}$ $\rho_{\text{eq}}^2/\rho_{\text{p}}^2 \lesssim 16$ (Fig. 4.4 (rechts)).

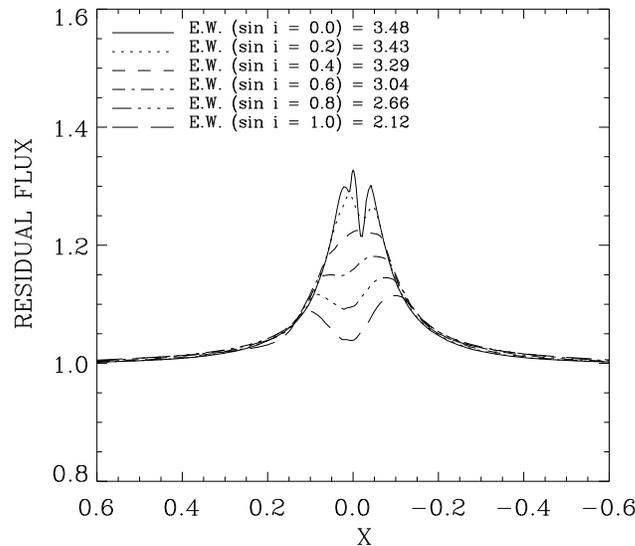


Abbildung 9.6: Wie Abb. 9.5, aber jetzt für konstantes $v_{\text{rot}} = 250 \text{ km s}^{-1}$ und variable Inklination $\sin i$.

onsmaxima deutlich auf den Resonanzonen-Effekt hin, der für $i \approx 90^\circ$ am effektivsten ist. Im folgenden Abschnitt untersuchen wir dieses Verhalten näher.

Konstantes v_{rot} . Zu diesem Zweck zeigen wir in Abb. 9.6 Profile für verschiedene $\sin i$ und $v_{\text{rot}} = 250 \text{ km s}^{-1}$. Aufgrund der steigenden Effizienz des ρ^2 -Effektes bei geringer Inklination steigt die Äquivalentbreite W_λ mit sinkendem $\sin i$. Die Linienflügel allerdings sind nahezu identisch.

Das liegt an der Kombination des ρ^2 - und Resonanzzoneneffektes, die anhand Abb. 9.7 klar wird. Betrachtet man den Wind in Polansicht, steigt die Emission in den Flügeln *ausschließlich* aufgrund des ρ^2 -Effektes, der für größere Inklinationen an Bedeutung verliert, wie der Vergleich zwischen Modellen für 1-D/2-D Dichten zeigt (Abb. 9.7). Allerdings ist für $\sin i = 1$ die Verzerrung der Resonanzonen entscheidend und führt bei *beiden* Dichteschichtungen zur verstärkten Emission in den Flügeln, wie in Kap. 9.4.2 diskutiert.

Diese Verzerrung ist für unser 2-D Modell bei großen stellaren Co-Breiten noch ausgeprägter als im 1-D Fall, da das radiale Geschwindigkeitsfeld gemäß Gl. (4.14) von Θ_0 abhängt. Demzufolge ist die Radialgeschwindigkeit des Ausstroms in der Äquatorebene kleiner als $v_{r,1-D}$, und die vom Verhältnis v_Φ/v_r abhängende Verzerrung noch stärker als im 1-D Fall.

Somit ergeben sich für die Winde mit 2-D Geschwindigkeitsfeld und 2-D Dichte *Profilflügel, die nahezu unabhängig von $\sin i$ sind*, wobei der Verlust an Emission aufgrund des reduzierten ρ^2 -Effektes durch die Effekte der differentiellen Rotation kompensiert wird. *Also werden bei gegebenem \dot{M} die Flügel nahezu ausschließlich von v_{rot} bestimmt!*

Als letzter Punkt sei bemerkt, daß das auffällige Doppelmaximum der Profile für $\sin i \lesssim 0.2$ und $\sin i \gtrsim 0.8$ – wie im Fall einer 1-D Dichteschichtung – bei großen $\sin i$ auf den Resonanzonen- und bei kleinen $\sin i$ auf Non-LTE-Effekte bei kleinen Geschwindigkeiten zurückzuführen ist. Das läßt sich leicht verstehen, betrachtet man die Beiträge für $p < R_*$ und $p > R_*$ getrennt (Abb. 9.8).

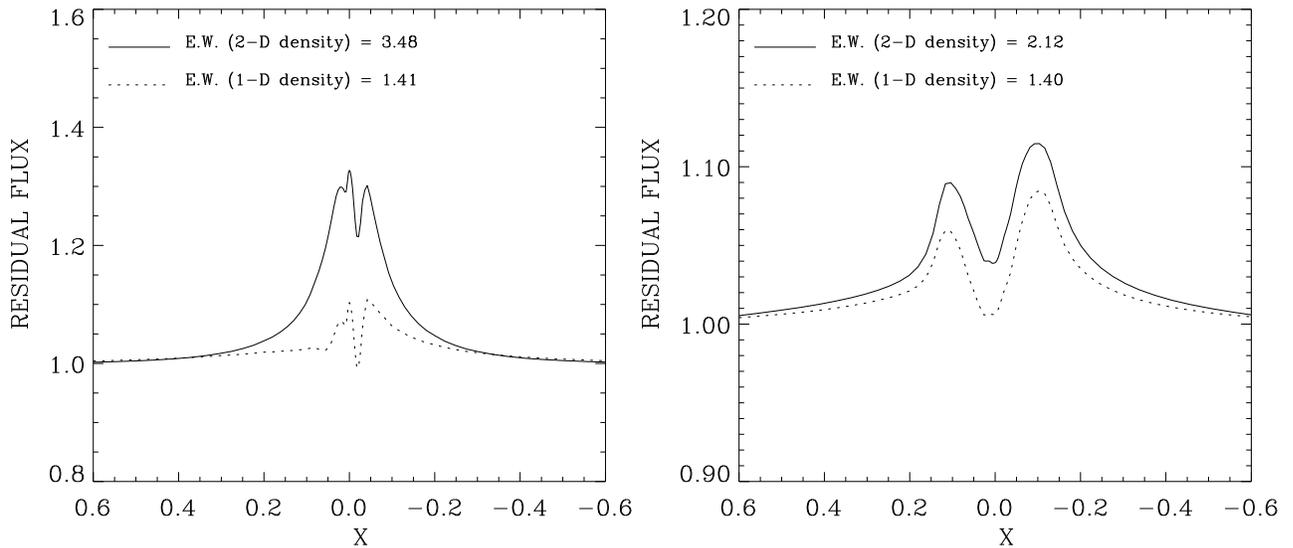


Abbildung 9.7: Profile für Windmodelle mit 2-D (durchgezogen) und 1-D (strichliert) Dichteverteilung. $v_{\text{rot}} = 250 \text{ km s}^{-1}$, $\dot{M} = 6 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, andere Parameter wie in Kap. 4.1.2. Links: $\sin i = 0$; rechts: $\sin i = 1$. Die Unterschiede sind ausgeprägter bei $\sin i = 0$.

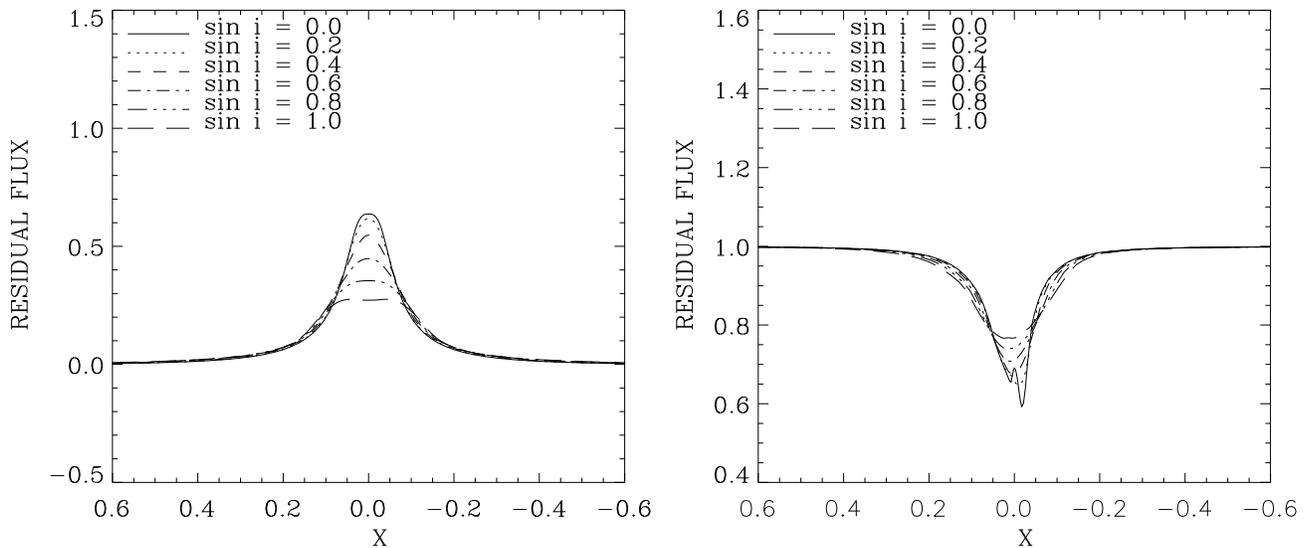


Abbildung 9.8: Wie Abb. 9.6, aber nun für den Beitrag der Windhülle für $p > R_*$ (links) und $p \leq R_*$ (rechts).

Beim Beitrag für $p > R_*$ kompensieren sich in den „Flügeln“ bei allen $\sin i$ Resonanzonen- und ρ^2 -Effekt im wesentlichen. Das zentrale Maximum wird mit steigendem $\sin i$ schwächer, da schwächerer ρ^2 - und Resonanzeffekt sich gegenseitig ergänzen. Der Beitrag des Innenbereiches ($p < R_*$) wird im wesentlichen von der photosphärischen Absorption beeinflusst, die bei höherem $\sin i$ rotationsverbreitert ist.

9.4.3.2 Parameterstudie

Eine der wesentlichen Fragestellungen dieser Untersuchung ist, inwieweit die konsistente Miteinbeziehung der stellaren Rotation in O-/B-Sternwinden die Bestimmung der Massenverlustrate aus H_α beeinflussen kann. Zu diesem Zweck studieren wir im folgenden die Abhängigkeit der H_α -Profile von den Parametern \dot{M} und v_{rot} und diskutieren folgende zwei Aspekte: Einerseits ist es aus theoretischer Sicht interessant, die Profilmorphologie für konstantes v_{rot} als Funktion des Inklinationwinkels zu untersuchen. Andererseits erfordert die *tatsächliche* Anwendung der Methode auf die Bestimmung von Massenverlustraten das Verständnis des Verhaltens der Profile bei konstantem v_{rot} $\sin i$ als Funktion der absoluten Rotationsrate v_{rot} (bei kompensierenden Werten von $\sin i$).

Konstantes v_{rot} . Abb. 9.9 zeigt synthetische H_α -Profile eines typischen O-Überriesen für $v_{\text{rot}} = 100 \text{ km s}^{-1}$, 300 km s^{-1} und $\dot{M} = 10^{-6}, 3 \cdot 10^{-6}, 6 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, berechnet für ein 2-D Dichtemodell und *gemittelte* photosphärische Parameter eines typischen O-Überriesen (gleiche Parameter wie bisher).

Im Fall geringer Rotation ($v_{\text{rot}} = 100 \text{ km s}^{-1}$) ergibt sich nur für die höchste Massenverlustrate $\dot{M} = 6 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ eine deutliche Änderung in der Äquivalentbreite (sowohl als Funktion des Inklinationwinkels als auch im Vergleich zum konventionellen 1-D Modell), da in diesem Fall der ρ^2 -Effekt am effektivsten ist. Die Änderungen beschränken sich weitgehend auf die Linienmitte, und die Flügel bleiben für alle \dot{M} bei dieser geringen Rotationsrate im wesentlichen unverändert. Man beachte, daß sich bei geringer Massenverlustrate die *Form* der Profile für 2-D Winde nur unwesentlich von derjenigen der konventionell berechneten Profile unterscheidet, obwohl die projizierte Rotationsgeschwindigkeit $v_{\text{rot}} \sin i$ Werte von Null bis v_{rot} annimmt.

Das gilt auch für das Modell mit niedrigem \dot{M} und großem $v_{\text{rot}} = 300 \text{ km s}^{-1}$, da der Wind zu dünn ist, um eine nennenswerte Emission zu erzeugen. Der einzige Effekt auf die Profilform resultiert aus der Rotationsverbreiterung der photosphärischen Komponente, die dem konventionellen Ansatz zur Mitberücksichtigung der Rotation entspricht.

Für größere \dot{M} und $v_{\text{rot}} \gtrsim 200 \text{ km s}^{-1}$ werden Winddichte und Rotationsrate groß genug für einen entscheidenden Einfluß sowohl des Resonanzonen- als auch des ρ^2 -Effektes. Wie oben diskutiert, bedingt ihre Kombination bei konstantem v_{rot} nahezu identische Flügel für $|X| \gtrsim 0.15$. Aber die *Linienmitten* weichen stark voneinander ab. Die große Zunahme der Äquivalentbreite des reinen Emissionlinienprofils ($\dot{M} = 6 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$) bei immer kleineren Inklinationen erklärt sich im wesentlichen durch die anwachsende Effizienz des ρ^2 -Effektes.

In allen Fällen läßt sich folgendes systematisches Verhalten der Äquivalentbreite W_λ erkennen:

- W_λ wächst bei gegebenem \dot{M} und $\sin i$ als Funktion von v_{rot} .

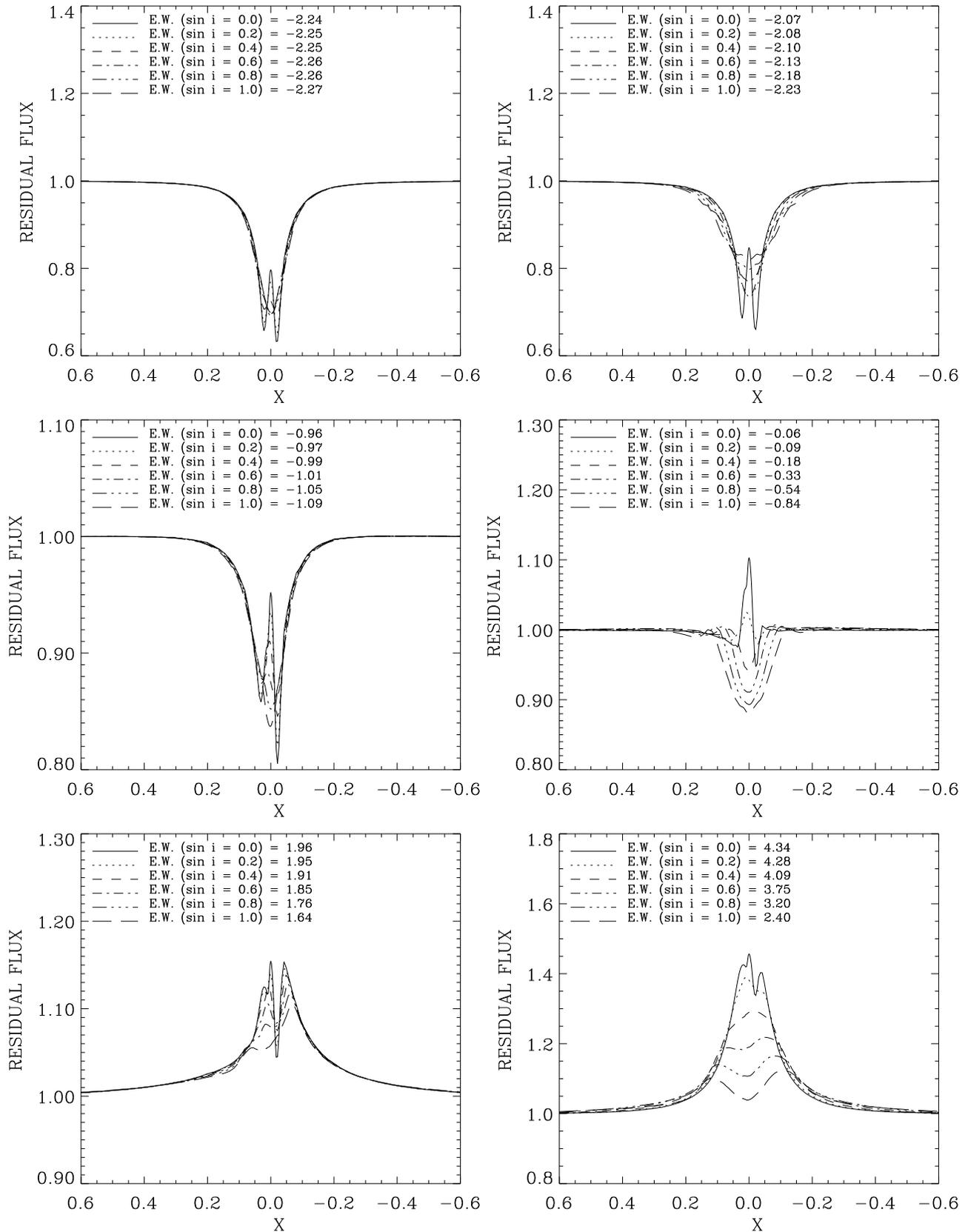


Abbildung 9.9: H α -Profile für einen typischen O-Überriesen, für konstante Rotationsrate v_{rot} unter verschiedenen Inklinationen beobachtet. Links: $v_{\text{rot}} = 100 \text{ km s}^{-1}$; rechts: $v_{\text{rot}} = 300 \text{ km s}^{-1}$. Oben: $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Die Äquivalentbreite für den entsprechenden nichtrotierenden Stern beträgt -2.3 \AA . Mitte: $\dot{M} = 3 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, e.w. ($v_{\text{rot}} = 0$) = -1.17 \AA ; Unten: $\dot{M} = 6 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, e.w. ($v_{\text{rot}} = 0$) = 1.40 \AA . Andere Parameter wie in Kap. 4.1.2.

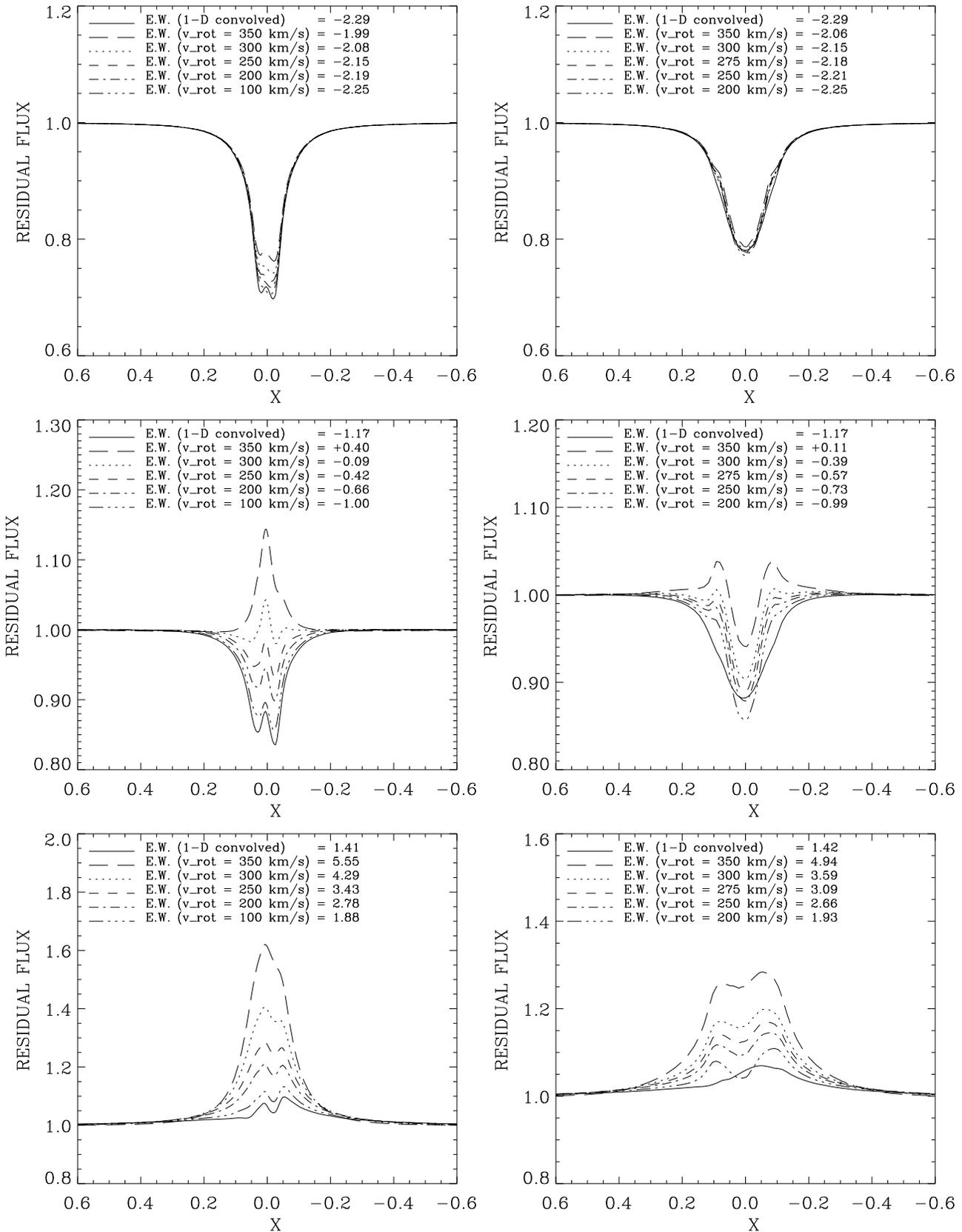


Abbildung 9.10: H_{α} -Profile für einen typischen O-Überriesen, für konstante projizierte Rotationsgeschwindigkeit $v_{\text{rot}} \sin i$ als Funktion von v_{rot} . Links: $v_{\text{rot}} \sin i = 50 \text{ km s}^{-1}$; rechts: $v_{\text{rot}} \sin i = 200 \text{ km s}^{-1}$. $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (oben), $3 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (Mitte) und $6 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (unten). Andere Parameter wie in Kap. 4.1.2. Durchgezogen: Profile, die sich aus der konventionellen 1-D Behandlung mit darauf folgender Faltung ergeben.

- W_λ sinkt bei gegebenem \dot{M} und v_{rot} als Funktion von $\sin i$.
- (Natürlicherweise nimmt W_λ bei gegebenem v_{rot} und $\sin i$ mit steigendem \dot{M} zu.)

Konstantes $v_{\text{rot}} \sin i$. Da sich aus photosphärischen Profilen nur die Größe $v_{\text{rot}} \sin i$ bestimmen läßt, zeigen wir abschließend synthetische Profile für konstante $v_{\text{rot}} \sin i$ bei verschiedenen Rotationsraten (und entsprechenden $\sin i$), um einen Vergleich mit der Beobachtung zu gestatten (man erinnere sich aber daran, daß in dieser ersten prinzipiellen Untersuchung der Hei-Blend vernachlässigt wird). Abb. 9.10 zeigt H α -Profile für $v_{\text{rot}} \sin i = 50$ und 200 km s^{-1} und $\dot{M} = 10^{-6}, 3 \cdot 10^{-6}$ bzw. $6 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$.

Im Gegensatz zu dem, was man an sich erwarten würde, ergeben sich die größten Diskrepanzen für kleine Werte von $v_{\text{rot}} \sin i$, da es in solch einem Fall möglich ist, daß man einen *schnell rotierenden Stern in Polaufsicht* beobachtet. Wie wir oben gesehen haben, ergibt sich dabei die maximal mögliche Emission. Falls wir nun den gleichen Stern bei großer Inklination beobachten, impliziert dies eine niedrige Rotationsrate, und die Äquivalentbreite hat den minimal möglichen Wert.

Beobachtet man Winde mit größerem $v_{\text{rot}} \sin i$, sind die Variationen mit $\sin i$ nicht so drastisch, da man in diesem Fall den Stern mit hoher Wahrscheinlichkeit in Äquataraufsicht oder zumindest bei nicht allzu kleinen $\sin i$ beobachtet. Auf jeden Fall ergibt sich eine untere Grenze für i durch die Forderung, daß $v_{\text{rot}} \leq v_{\text{crit}}$ gelten muß. Somit betrachten wir einen Wind mit großem polaren Dichtekontrast, wobei aber die verstärkte Emission aus der Äquatorebene teilweise durch die Reduktion der Emission in anderen Windgebieten kompensiert wird.

Wie wir bereits in Kap. 9.4.2 erwähnt haben, zeigen bestimmte Profile bei nicht zu großem \dot{M} und nennenswertem $v_{\text{rot}} \sin i$ hauptsächlich aufgrund des Resonanzzoneneffektes bezüglich der Absorptionskomponente blau- und rotverschobene Emissionshügel (vgl. Abb. 9.4). Dieses Resultat könnte von Bedeutung für die Interpretation beobachteter Profile sein, da eine Anzahl rotierender Sterne in ihren H α -Profilen dieses Merkmal *tatsächlich* zeigen, so z.B. ξ Per (HD 24912) (Abb. 9.11 zeigt eine Momentaufnahme der H α -Linie.) Dieses Objekt besitzt bei ähnlichen Parametern wie unser O-Sternmodell in Abb. 9.10, Mitte rechts, einen photosphärischen Wert von $v_{\text{rot}} \sin i = 250 \text{ km s}^{-1}$ und eine (1-D) Massenverlustrate $\dot{M} \approx 3.2 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (vgl. Pu96). Insbesondere zeigt das H α -Profil über die Emissionshügel hinaus ein Absorptionsbreite von etwa 100 km s^{-1} , die wesentlich kleiner als der beobachtete Wert von $v_{\text{rot}} \sin i$ ist. Allerdings ist dieses Objekt stark Helium-angereichert ($Y_{\text{He}} = 0.22$), und die Interpretation der Beobachtung hängt unter Umständen entscheidend von der Helium-Komponente und der mit ihr verbundenen Non-LTE-Physik zusammen.

Abschließend sei erwähnt, daß die aus der 1-D Behandlung resultierenden Profile (in Abb. 9.10 durchgezogen) immer die *niedrigste* Äquivalentbreite besitzen. Berücksichtigt man also eine 2-D Dichteschichtung, führt der ρ^2 -Effekt bei der theoretischen Liniensynthese in jedem Fall zu einer erhöhten Emission.

9.4.3.3 Implikationen für die Bestimmung von \dot{M}

Die bisherigen Untersuchungen erlauben es uns, die maximale Differenz zwischen der mit der konventionellen bzw. 2-D Methode bestimmten Massenverlustrate \dot{M} abzuschätzen.

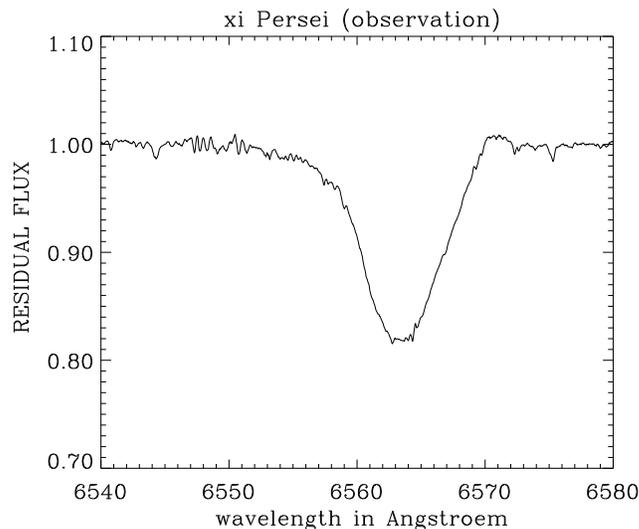


Abbildung 9.11: H α -Profil von ξ Persei (Beobachtung von L. Kaper).

Dies erfolgt über eine von Pu96 angegebene Skalierungsrelation für die Äquivalentbreiten für 1-D Modelle. Im Grenzfall der optisch dünnen Emission, die im gesamten O-Sternbereich angenommen werden kann, skaliert \dot{M} folgendermaßen (Pu96, Gl. 42):

$$\dot{M}(\text{dünn}) \sim W_{\lambda}'^{2/3} R_{\star}^{3/2} v_{\infty}^{5/6}, \quad (9.12)$$

mit der um die photosphärische Absorption $|W_{\lambda}^{\text{phot}}|$ korrigierten Äquivalentbreite W_{λ}' :

$$W_{\lambda}' = W_{\lambda} + |W_{\lambda}^{\text{phot}}|.$$

Vernachlässigt man die Polarwinkelabhängigkeit der Windendgeschwindigkeit, läßt sich der Fehler in \dot{M} , den man durch die 1-D Analyse eines 2-D Profils erhält, abschätzen:

Sei bei Mitberücksichtigung der Rotation \dot{M} die *tatsächliche* Massenverlustrate und $W_{\lambda,2-D}$ die entsprechende Äquivalentbreite. Wir *kennen nun nicht* die Skalierungsrelation zwischen diesen beiden Größen, aber die Äquivalentbreite $W_{\lambda,1-D}$ des Profils für ein 1-D Windmodell mit der gleichen Massenverlustrate \dot{M} (z.B. die durchgezogenen Kurven in Abb. 9.10) skaliert mit $\dot{M} \sim [W_{\lambda,1-D}'(\dot{M})]^{2/3}$. Andererseits ist die Massenverlustrate $\dot{M}_{1-D \text{ fit}}$, die aus einem 1-D Fit des tatsächlichen 2-D Profils mit $W_{\lambda,2-D}'$ folgen würde, aufgrund der fälschlichen Vernachlässigung der stellaren Rotation gemäß $\dot{M}_{1-D \text{ fit}} \sim [W_{\lambda,2-D}'(\dot{M})]^{2/3}$ gegeben. Somit lautet das Verhältnis der fehlerhaft bestimmten zur tatsächlichen Massenverlustrate :

$$\frac{\dot{M}_{1-D \text{ fit}}}{\dot{M}} \approx \left(\frac{W_{\lambda,2-D}'}{W_{\lambda,1-D}'} \right)^{2/3}. \quad (9.13)$$

Da $(W_{\lambda,2-D}'/W_{\lambda,1-D}')$ stets größer als Eins ist, *überschätzt die aus einem 1-D Fit gewonnene Massenverlustrate immer die tatsächliche*. Die Ergebnisse aus Abb. 9.10 liefern für typische

Tabelle 9.1: Maximale Fehler in der Bestimmung von \dot{M} bei einer 1-D Analyse. $\dot{M}_{1-D \text{ fit}}/\dot{M}$ (Gl. (9.13)) als Funktion der tatsächlichen Massenverlustrate \dot{M} . $v_{\text{rot}} \sin i$ in km s^{-1} , \dot{M} in $10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$.

$v_{\text{rot}} \sin i$	$\dot{M} = 1$	$\dot{M} = 3$	$\dot{M} = 6$
50	1.7	1.7	1.7
100	1.7	1.6	1.6
200	1.6	1.6	1.5
300	1.4	1.4	1.4

O-Überriesen mit einer Äquivalentbreite des (für den fehlenden He-Blend korrigierten) photosphärischen Profils $W_{\lambda}^{\text{phot}} \approx -2.5 \text{ \AA}$ als maximale Fehler die in Tab. 9.1 aufgeführten Werte. Die Resultate zeigen, daß die aus einer 1-D Analyse folgenden Massenverlustraten um maximal 50...70% zu groß sind. Mit dem Erwartungswert für $\langle \sin i \rangle = \pi/4$ folgt für ein beobachtetes $v_{\text{rot}} \sin i = 200 \text{ km s}^{-1}$, ein Erwartungswert von $v_{\text{rot}} = 256 \text{ km s}^{-1}$. Aus Abb. 9.10 und Gl. (9.13) ergeben sich für die Anwendung der 1-D Methode *typische* Fehler von 20...30%. Bei $v_{\text{rot}} \sin i \lesssim 100 \text{ km s}^{-1}$ kann der Fehler fast vernachlässigt werden.

9.5 Zusammenfassung und Diskussion

Bei unserer Untersuchung des Einflusses der stellaren Rotation auf die H α -Linienbildung in Winden von Winden heißer Sterne haben wir uns auf den O-Sternbereich beschränkt und das in Kap. 4.1 eingehend studierte (semi)analytische BC-Windkompressionsmodell verwendet. Dabei haben wir nur solche Fälle untersucht, bei denen die Rotationsrate noch merklich unterhalb derjenigen liegt, bei der die Ausbildung einer Scheibe in der Äquatorebene zu erwarten ist.

Im wesentlichen bestimmt der sich in den 2-D Modellen ausbildende Dichtekontrast zwischen dem polaren Wind und demjenigen nahe der Äquatorebene das Verhalten der H α -Linie für steigende Werte von v_{rot} . Wie sowohl die analytische als auch numerische Berechnung des Geschwindigkeitsfeldes gezeigt hat, kann bei der Linienprofilsynthese die Polargeschwindigkeit v_{Θ} im Vergleich zu v_r und v_{Φ} vernachlässigt werden (obwohl v_{Θ} von essentieller Bedeutung für die hydrodynamische Struktur des Windes sein kann).

Obwohl das Gravity Darkening auch deutlich unterhalb der kritischen Rotation v_{crit} einen beträchtlichen polaren Gradienten der physikalischen Eigenschaften der Sternoberfläche bedingen kann, lassen sich durch die Definition *gemittelter* Sternparameter „effektive“ photosphärische Profile bestimmen, die unabhängig von der stellaren Breite sind und das tatsächliche Verhalten äußerst gut widerspiegeln. Die über 1-D Standardmethoden bestimmten photosphärischen Parameter repräsentieren diese Mittelwerte, die (zumindest im O-Sternbereich, vgl. die Diskussion in Kap. 9.4.1) fast unabhängig von der Inklination i sind. Um allerdings die tatsächlichen Parameter (vor allem die Sternmasse) zu bestimmen, muß man die abgeleiteten gemittelten Werte unter Mitberücksichtigung der Rotationsgeschwindigkeit (oder zumindest ihres geschätzten Wertes, s. u.) retransformieren. Somit ist es möglich, das Gravity Darkening in die übliche Prozedur

einzubinden. In letztere geht ein Satz von Sternparametern ein, die unabhängig von der stellaren Breite sind, wenn man die modifizierten Definitionen von Sternparametern wie $\log g (= \log g_{\text{eff}}^{\text{av}})$ und $T_{\text{eff}} (= T_{\text{eff}}^{\text{av}})$ verwendet.

Wie bereits frühere Studien ergeben haben, führen die *rein kinematischen* Effekte der Rotation unter Annahme einer sphärisch-symmetrischen 1-D Dichteschichtung zu einer deutlichen Veränderung der Pofilform (*Resonanzzoneneffekt*): Aufgrund der *differentiellen* Rotation erfahren die Resonanzzonen eine Verzerrung, wodurch sich in ihnen die optische Tiefe verändert. Als Konsequenz daraus sinkt die Emission im Vergleich zu 1-D Profilen um die Linienmitte herum und nimmt in den Flügeln zu (Emissionshügel), obwohl keine Scheibe im Wind existiert. In diesem vereinfachten Modell bleibt die *Äquivalentbreite* unter der Rotation erhalten, und die *Profilform* hängt nur von der *projizierten* Rotationsrate $v_{\text{rot}} \sin i$, aber nicht von ihrem Absolutwert v_{rot} ab.

Berücksichtigt man allerdings eine modifizierte 2-D Dichteschichtung, so hängen die abgestrahlten Linienprofile *sowohl von v_{rot} als auch von $\sin i$* ab. Aufgrund des ρ^2 -Effektes auf die Emissivität ist der emittierte Fluß eine stark nichtlineare Funktion des Dichtekontrastes (der nur durch v_{rot} bestimmt ist) und der Richtung. Unabhängig davon sind die (redefinierten) Äquivalentbreiten *immer* größer als die der konventionell bestimmten 1-D Profile und nehmen mit steigendem v_{rot} bzw. kleinerem $\sin i$ zu.

Für $v_{\text{rot}} \lesssim 100 \text{ km s}^{-1}$ und/oder $\dot{M} \lesssim 1 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ sind die Unterschiede in den Profilformen und Äquivalentbreiten (als Funktion von $\sin i$ und im Vergleich zur 1-D Näherung) im allgemeinen klein. Im Gegensatz dazu zeigen sich ausgeprägte Effekte bei höherem v_{rot} und einer genügend großen Winddichte. Die deutlichsten Diskrepanzen sind dann zu erwarten, beobachtet man den Wind in Polaufsicht, da in diesem Fall die projizierte Fläche der emittierenden Kompressionszone am größten ist.

Bei einem Vergleich der Profile für konstantes $v_{\text{rot}} \sin i$ (mit v_{rot} als Parameter) ergeben sich die größten Abweichungen für *niedrige $v_{\text{rot}} \sin i$ bei Polaufsicht*: In diesem Fall addieren sich die Effekte schneller Rotation und eines maximal ausgedehnten emittierenden Volumens. Bei größeren $v_{\text{rot}} \sin i$ beobachtet man den Wind mit großer Wahrscheinlichkeit in Richtung der Äquatorebene, und in diesem Fall ist der ρ^2 -Effekt weniger effektiv, da ein größeres Volumen an verdünntem Material zur Gesamtemission beiträgt.

Die stellare Rotation beeinflusst aber nicht nur die Äquivalentbreite, sondern auch die Form des H_{α} -Profils. Die Steigung der Linienflügel ($|X| \gtrsim 0.15$) ist im wesentlichen nur von v_{rot} bestimmt, da sich Resonanzzonen- und ρ^2 -Effekt bei konstantem v_{rot} weitgehend gegenseitig kompensieren. Somit sollten bei gegebenem \dot{M} die Flügel ein guter Indikator für die absolute Rotationsrate sein. Da sie allerdings erst für $v_{\text{rot}} \gtrsim 200 \text{ km s}^{-1}$ deutlich reagieren und die Steilheit des radialen Geschwindigkeitsfeldes (d.h. β) zusätzlich mitzuberücksichtigen ist, relativiert ihr diagnostisches Potential zumindest.

Im Gegensatz zu den Linienflügeln erfahren bei konstantem v_{rot} die zentralen Bereiche der Profile ($|X| \lesssim 0.15$) deutliche Veränderungen mit $\sin i$. Aufgrund des Resonanzzoneneffektes bilden die Profile zwei Emissionsmaxima aus, die sich für Winde mittlerer Dichte als bezüglich einer zentralen Absorptionskomponente blau- bzw. rotverschobene Emissionshügel zeigen. Die Absorption ist hierbei wesentlich schmaler als man im 1-D Fall nach Faltung mit einem Rotationsprofil der tatsächlichen Breite $v_{\text{rot}} \sin i$ erhalten würde.

Eine Anzahl beobachteter H_{α} -Profile zeigt dieses Verhalten und erfordert beim konventionellen 1-D Fit deutlich kleinere $v_{\text{rot}} \sin i$ als diejenigen, die man aus photosphärischen Linien

ableitet (vgl. Pu96). Auch zeigen sich für mehrere Objekte Emissionshügel, wie z.B. bei ξ Persei (vgl. aber die Diskussion in Kap. 9.4.3.2, S. 236). In dieser Beziehung weisen wir auch auf die Doppelmaxima in Abb. 9.9 hin, die für große i und moderate Rotationsraten ($\sim 100 \text{ km s}^{-1}$) der HeII 4686-Emission von Überriesen (wie ζ Puppis und λ Cephei) ähneln. Dies legt die Vermutung nahe, daß diese Emissionserscheinungen mit der stellaren Rotation verbunden sein könnten. Allerdings ist die Frage der korrekten Non-LTE-Behandlung der HeII 4686-Linie noch nicht geklärt und stellt derzeit noch einen wesentlichen Unsicherheitsfaktor dar.

Die von Pu96 abgegebene 1-D Skalierungsrelation für die Äquivalentbreite als Funktion von \dot{M} erlaubt eine Abschätzung des Fehlers in der Bestimmung von \dot{M} , wenn man einen rotierenden 2-D Wind mittels der konventionellen 1-D Analyse behandelt. Die Maximalwerte ergeben sich zu 50...70% (wiederum für niedrige $v_{\text{rot}} \sin i$ bei Polaufsicht), und die typischen Werte liegen für schnelle Rotatoren (hohes $v_{\text{rot}} \sin i$ mit Erwartungswert $v_{\text{rot}} = 256 \text{ km s}^{-1}$) in der Größenordnung von 20...30 %. Obwohl diese Werte im Vergleich zu den anderen Unsicherheiten (wie z.B. tatsächliche Steigung des Radialgeschwindigkeitsfeldes, mögliche Klumpungen, Einfluß der HeII-Komponente) als ziemlich klein erscheinen, sind zwei Aspekte zu betonen: Erstens ist der Einfluß der Rotation kein Effekt, der sich bei einer genügend großen Anzahl von Beobachtungen herausmittelt, sondern er ist *systematischer* Natur: Bei gegebenem \dot{M} ist die 2-D Äquivalentbreite stets größer als in der 1-D Behandlung. Zweitens sind die *Maximalfehler* beträchtlich und treten vor allem bei niedrigem $v_{\text{rot}} \sin i$ auf, d.h. wenn man eher dazu neigt, eine kleine absolute Rotationsrate anzunehmen, bei der sich die konventionellen 1-D nur unwesentlich von den 2-D Profilen unterscheiden (vgl. Abb. 9.10). Dies könnte bei bestimmten Objekten Abweichungen von mittleren Relationen (wie z.B. der WLR, vgl. die Diskussion in Kap. 1.2, S. 4) und falsche Folgerungen beim Vergleich aus der Beobachtung gewonnener und theoretisch berechneter Massenverlustraten bedingen. Da die (theoretische) WLR im speziellen momentan allerdings noch anderen Unsicherheiten unterliegt, sind diese möglichen Fehler in der Bestimmung von \dot{M} für ihre Interpretation nur von sekundärer Bedeutung. Viel schwerer wiegt unsere Aussage in Bezug auf \dot{M} als Eingabegröße für *Sternentwicklungsrechnungen*, da bereits ein Fehler in \dot{M} von einem Faktor 2 zu drastischen Konsequenzen für die Entwicklung des betrachteten Objektes führt (vgl. die Diskussion in Kap. 1.2, S. 5).

Abschließend sei bemerkt, daß die in diesem Kapitel vorgestellte Studie zwar nur für ein exemplarisches 2-D Windkompressions-Modell durchgeführt worden ist. Insofern gilt die Abschätzung des Maximalfehlers bei der Bestimmung der Massenverlustrate nicht automatisch für alle anderen erdenklichen Windmodelle. Allerdings liegen im O-Sternbereich die typischen Kompressionsverhältnisse zwischen dem Wind über dem Pol bzw. demjenigen in der Äquatorebene in der gleichen Größenordnung wie im Windkompressionsmodell. Somit sollte die in diesem Kapitel gegebene Größenordnung des Fehlers in \dot{M} korrekt abgeschätzt sein.

In zukünftigen Untersuchungen unter Annahme *detaillierter numerischer* hydrodynamischer Modelle werden uns die hier untersuchten Effekte auf jeden Fall wieder begegnen. Dabei können wir das für diese Studie entwickelte Programm zur Berechnung der Linienprofile auf jedes andere Windmodell anwenden.

Unter den Gesichtspunkten dieser Diskussion scheint eine erneute Überprüfung bisherig abgeleiteter Massenverlustraten unter Mitberücksichtigung der stellaren Rotation angebracht. Dabei liegt das hauptsächliche Problem in der Bestimmung der Inklination (vgl. Kap. 1.3.1, S. 12),

d.h. der absoluten Rotationsrate v_{rot} . Dies ist für bestimmte Objekte näherungsweise möglich (so z.B. für den schnellen Rotator HD 93521, der spektrale Signaturen zeigt, die – unbeachtet der theoretischen Argumente, die derzeit dagegen sprechen – auf eine windkomprimierte Scheibe hindeuten (Lennon et al. 1991, Howarth & Reid, 1993; Bjorkman et al. 1994; Massa 1995)).

Um letztendlich Klarheit über die tatsächliche Situation gewinnen zu können, ist auch eine Analyse anderer Spektralbereiche durchzuführen, so z.B. die Untersuchung des IR/Radio-Kontinuums oder der IR-Linien wie Br_α (z.B. Käuffl 1993). In beiden Fällen stammt die emittierte Strahlung aus einem wesentlich größeren Volumen als dies für die H_α -Emission der Fall ist. Für das WCZ/WCD-Modell werden die maximalen Dichtekontraste erst im äußeren Windbereich erreicht, wo (im Falle der Linien) der Resonanzzoneneffekt keine Bedeutung mehr spielt.

Zusammenfassung und Ausblick

In vorliegender Arbeit haben wir die Effekte der Rotation auf die zweidimensionale Struktur strahlungsdruckgetriebener Winde heißer Sterne untersucht.

Dabei stand im Vordergrund, durch die Rotation bedingte physikalische Effekte zu verstehen und mit strahlungshydrodynamischen Simulationen zu klären, inwieweit sie die Eigenschaften des Windes beeinflussen können.

Zur Lösung der hydrodynamischen Gleichungen wurde ein 2-D hydrodynamisches Rechenprogramm auf unsere Problemstellung adaptiert und ein neuartiges Verfahren entwickelt, das es erlaubt, die vektorielle Linienstrahlungsbeschleunigung an jedem Ort im Wind in physikalisch vertretbarer Näherung in einer Genauigkeit von 5...10% zu parametrisieren. Damit waren wir in der Lage, erstmalig *selbstkonsistente* 2-D Simulationen strahlungsdruckgetriebener Winde durchzuführen.

Im folgenden fassen wir noch einmal die wichtigsten Ergebnisse unserer Untersuchungen über die unterschiedlichen physikalischen Effekte und der hydrodynamischen Rechnungen zusammen und geben einen Ausblick auf noch offene Fragstellungen.

Grundlegende physikalische Effekte

1. Windkompression. In einem ersten Schritt haben wir das von Bjorkman & Cassinelli (1993) vorgeschlagene analytische Windkompressions-Modell, das in der Überschallnäherung eine rein radiale Linienstrahlungsbeschleunigung und die Inertialbeschleunigungen aufgrund der Rotation mitberücksichtigt, auf Winde von O-Überriesen angewendet. Durch das Zusammenwirken der Inertial-, Gravitations- und Linienstrahlungsbeschleunigung werden die Windpartikel zur Äquatorebene abgelenkt und erreichen dabei Polargeschwindigkeiten von $v_{\Theta} \lesssim 80 \text{ km s}^{-1}$, was weniger als 0.5% der Windendgeschwindigkeit entspricht. In unmittelbarer Sternnähe und mit Ausnahme der Pole, wo die radiale Expansion stets dominiert, überwiegt die azimutale Geschwindigkeit v_{Φ} bei weitem die radiale Expansion v_r und die polare Komponente v_{Θ} . Bei O-Überriesen, die unterhalb der Rate rotieren, bei der die von beiden Hemisphären stammenden Windpartikel eine Scheibe in der Äquatorebene bilden, kann der Dichtekontrast des Windes in der Äquatorebene und desjenigen über den Polen $\rho_{\text{eq}}/\rho_{\text{p}}$ Werte bis ~ 4 erreichen. Dabei nimmt dieses Verhältnis sowohl mit der Rotationsrate als auch mit der Entfernung vom Stern zu.

2. Nichtradiale Komponenten der Linienstrahlungsbeschleunigung. In nichtsphärisch expandierenden Winden entstehen in der Tat die von Grinin (1978) und Owocki et al. (1996, 1997) beschriebenen nichtradialen Komponenten der Linienstrahlungsbeschleunigung $g_{\Theta}^{\text{lines}}$ bzw. g_{Φ}^{lines} in polarer bzw. azimutaler Richtung. Diese sind betragsmäßig wesentlich kleiner als die radiale Komponente g_r^{lines} und haben ihren Ursprung in der Asymmetrie der lokalen Richtungsableitungen des Geschwindigkeitsfeldes.

In Ergänzung zu den bisherigen Arbeiten konnten wir auch eine anschauliche Erklärung dieses

physikalischen Phänomens liefern. $g_{\Theta}^{\text{lines}}$ verhält sich näherungsweise proportional zum Gradienten $\partial v_r / \partial \Theta$ und besitzt das gleiche Vorzeichen. Das heißt, im Falle einer auch im sternnahen Bereich schnelleren polaren Windströmung sollte $g_{\Theta}^{\text{lines}}$ negativ sein und dem Kompressionsmechanismus entgegenwirken.

Die Azimutalbeschleunigung g_{Φ}^{lines} entsteht aufgrund der Überlagerung des azimutalen Geschwindigkeitsfeldes v_{Φ} mit dem radialen v_r . g_{Φ}^{lines} ist negativ (d.h. dem Rotationssinn des Sterns entgegengerichtet), wenn der lokale radiale Gradient des Azimutalfeldes v_{Φ} kleiner als im Fall der starren Rotation ($\partial v_{\Phi} / \partial r = v_{\Phi} / r$) ist. In den von uns untersuchten strahlungsdruckgetriebenen Winden fällt v_{Φ} mit r ab, und eine Abbremsung der Windrotation (*spin-down*) sollte die Folge sein.

3. Gravity Darkening. Das Gravity Darkening, also die Abnahme der effektiven stellaren Oberflächentemperatur von Pol zu Äquator, ist ein kontrovers diskutiertes Phänomen und darf keineswegs als endgültig verstanden betrachtet werden. Im Fall der heißen Sterne, deren äußere Hülle radiativ dominiert ist, sollte aber die auf der Diffusionsnäherung für die Photonen basierende Beschreibung den physikalischen Bedingungen entsprechen.

Für O-/A-Überriesen bzw. B-Hauptreihensterne finden wir, daß dieser Effekt vor allem bei schnell rotierenden O- und B-Sternen ($v_{\text{rot}} \gtrsim 0.7 \dots 0.8 v_{\text{crit}}$) Temperaturdifferenzen zwischen Pol und Äquator von mehreren tausend Kelvin bedingen kann. Bei einer mittleren Effektivtemperatur von 20000 K läßt dies z.B. bei $v_{\text{rot}} \approx 0.7 v_{\text{crit}}$ Effektivtemperaturen am Pol von etwa 21300 K und am Äquator von 17000 K und entsprechende Effekte auf die Ionisationsstruktur im Wind erwarten.

Eine Diskussion über den *Zusammenhang zwischen Gravity Darkening und Thomson-Streuung an der Sternoberfläche* verdeutlicht, daß das Verhalten der Oberfläche extrem schnell rotierender Sterne, die sich nahe des Eddington-Limits (d.h. der Stabilitätsgrenze des Sterns gegen die Thomsonstreuung) befinden, weder durch das von Langer (1998) formulierte „ Ω -Limit“ noch durch den Ansatz von Glatzel (1998) völlig konsistent beschrieben ist. Im Gegensatz zu Langer berücksichtigt Glatzel zwar das Gravity Darkening, vernachlässigt allerdings im Ausdruck für das *Potential* auf der Sternoberfläche den entsprechenden Term für die Thomson-Streuung. Der dadurch gefundene Schluß, daß die klassische kritische Rotationsgeschwindigkeit eine von der Thomson-Streuung unabhängige Größe darstellt, können wir nicht folgen. Unserer Ansicht nach sollte das tatsächliche Verhalten der Oberfläche derartiger Objekte zwischen den von Langer bzw. Glatzel vorgeschlagenen Extremen liegen.

4. Einfluß lokaler physikalischer Bedingungen und des Strahlungsfeldes auf die Linienstrahlungsbeschleunigung. Der in vorliegender Arbeit in Erweiterung bisheriger Untersuchungen rotierender 2-D Sternwinde gänzlich neue Aspekt ist die Berücksichtigung der Abhängigkeit der Ionisationsschichtung und Besetzungszahlen im Wind von lokalen physikalischen Eigenschaften (Dichte, Geschwindigkeitsfeld) und denjenigen des mittleren Strahlungsfeldes (Temperatur, Frequenzabhängigkeit).

Zu diesem Zweck haben wir erstmalig eine (näherungsweise) Non-LTE-Beschreibung von 2-D Winden formuliert. Da sich aus Rechenzeit- und Speicherplatzgründen die Abhängigkeit des einfallenden Strahlungsfeldes von Richtung *und* Frequenz an allen Orten des Windes nicht exakt berücksichtigen läßt, schlagen wir das Konzept der „mittleren bestrahlenden Atmosphäre“

vor. Dieses erlaubt es, näherungsweise die *Frequenzabhängigkeit* des in (Θ, r) einfallenden photosphärischen Strahlungsfeldes mitzuberücksichtigen. Diese ist von entscheidender Bedeutung für das sich einstellende Ionisationsgleichgewicht in (Θ, r) . Nimmt man eine Sternoberfläche, die lokal Plancksche Energieverteilungen emittiert, so variiert die mittlere Strahlungstemperatur im Wind nur unwesentlich mit der Frequenz. Beschreibt man dagegen das mittlere Strahlungsfeld durch eine Kurucz-Flußverteilung, so führt der Flußabfall kurzwellenlängig der Ionisationskanten dort zu einem signifikanten Absinken der Strahlungstemperatur.

Um die Frequenzabhängigkeit von T_{rad} in (Θ, r) beschreiben zu können, haben wir lokale frequenzunabhängige mittlere Effektivtemperaturen $\bar{T}_{\text{eff,cont}}$ definiert, anhand derer entsprechende Modellatmosphären zur Modellierung der frequenzabhängigen Flußverteilung in (Θ, r) ausgewählt werden. Diese Temperaturen $\bar{T}_{\text{eff,cont}}(\Theta, r)$ variieren wesentlich stärker mit Θ als mit r und nehmen monoton von niedrigen zu hohen Co-Breiten Θ (bei konstantem r) ab, da sich stets der Einfluß des Strahlungsfeldes am Punkt $(\Theta, R_*(\Theta))$ der Sternoberfläche bemerkbar macht. Die daraus folgenden Konsequenzen für die Ionisationsschichtung des Windes fassen wir weiter unten beim Überblick über die selbstkonsistenten Modelle zusammen.

Modellrechnungen

Modelle mit globalen force multiplier-Parametern

Mit diesen Rechnungen haben wir zum einen die Resultate von Owocki et al. (1994, 1996, 1997) überprüft und zum anderen die Methode erstmals auf O-Überriesen-Winde angewendet. Die Linienstrahlungsbeschleunigung wurde dabei mit globalen, d.h. im gesamten Wind als konstant vorausgesetzten force multiplier-Parametern k_{CAK} , α , δ parametrisiert.

Das wichtigste Ergebnis dabei ist: **Jedes einzelne durch die Rotation bedingte mitberücksichtigte Phänomen besitzt einen spezifischen Einfluß auf Dichteschichtung (Morphologie) und Geschwindigkeitsfeld des Windes.**

1. Windkompression und Scheiben Die Berücksichtigung einer *rein radialen* Linienstrahlungsbeschleunigung und der Inertialterme aufgrund der Rotation *bestätigt den prinzipiellen Windkompressionsmechanismus*, solange die angenommenen Voraussetzungen tatsächlich gültig sind. Im Fall des Windes eines B-Hauptreihensternes mit $T_{\text{eff}} = 20000$ K, $R_* = 4 R_{\odot}$, $M_* = 7.5 M_{\odot}$, $v_{\text{rot}} = 350$ km s⁻¹ entwickelt sich eine windkomprimierte Scheibe in der Äquatorebene mit Dichtekontrasten $\rho_{\text{eq}}/\rho_{\text{p}} \approx 50 \dots 100$ und einem Öffnungswinkel von maximal $\sim 3^\circ.5$. Dabei stellt sich eine hoch supersonische Akkretion des Scheibenmaterials, das sich zwischen der Sternoberfläche und einem Stagnationspunkt R_{stag} befindet, auf die Sternoberfläche ein ($v_r \gtrsim -300$ km s⁻¹). Im Prinzip bestätigen wir die Resultate von Owocki et al. (1994, OCB), stellen allerdings fest, daß sich die stationäre Lösung des Problems erst nach mehr als dem zehnfachen der von OCB angenommenen physikalischen Entwicklungszeit ($t = 5 \cdot 10^4$ s) einstellt. Nach $7 \cdot 10^5$ s liegt der Stagnationspunkt der noch stärker als bei OCB ausgeprägten Scheibe in der Äquatorebene anstatt bei $R_{\text{stag}} = 2 R_{\text{p}}$ bei $R_{\text{stag}} \approx 4 R_{\text{p}}$. Die Windendgeschwindigkeiten variieren von $v_{\infty}(0^\circ) \approx 1300$ km s⁻¹ bis $v_{\infty}(90^\circ) \approx 220$ km s⁻¹, und sind damit in der Scheibe um einen Faktor 2 kleiner als bei Owocki et al..

Der letzte Punkt ist im Hinblick auf beobachtete starke Emissionslinienprofile von Be-Sternen,

die in der Tat Breiten von $\pm 200 \text{ km s}^{-1}$ besitzen, interessant. Jedoch ist noch nicht klar, inwiefern sich der Einfall des Windmaterials mit über 300 km s^{-1} auf die Sternoberfläche in den spektralen Signaturen auswirkt.

Die Winde von O-Überriesen expandieren schneller, sind weit schwächer komprimiert ($\rho_{\text{eq}}/\rho_{\text{p}} \approx 2 \dots 8$), und ihre Endgeschwindigkeiten variieren zwischen $v_{\infty}(0^{\circ}) \lesssim 2400 \text{ km s}^{-1}$ und (je nach Rotationsrate und Modell) $v_{\infty}(90^{\circ}) \approx 1650 \dots 850 \text{ km s}^{-1}$. Die numerischen Werte von $\rho_{\text{eq}}/\rho_{\text{p}}$ und die Größenordnungen der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Werten des analytischen Windkompressionsmodelles.

2. Nichtradiale Komponenten der Linienstrahlungsbeschleunigung Die *nichtradialen* Komponenten der Linienstrahlungsbeschleunigung beeinflussen den Wind in zweierlei Hinsicht: Im Gegensatz zur radialen Richtung, in der die Linienstrahlungsbeschleunigung die Strömung gegen das Schwerfeld aufrecht erhalten muß, muß die polare Komponente $g_{\Theta}^{\text{lines}} \sim \partial v_r / \partial \Theta$ nur gegen die Inertialbeschleunigungen aufkommen und kann so die **Bildung einer Scheibe verhindern**, indem das am Sternrand zum Äquator hin konzentrierte Windmaterial zu niedrigeren Co-Breiten umgelenkt wird. Die entsprechenden Geschwindigkeiten v_{Θ} betragen (je nach Modell) minimal $-80 \dots -100 \text{ km s}^{-1}$, und die Dichtekontraste $\rho_{\text{eq}}/\rho_{\text{p}}$ etwa $2 \dots 8$. Die Endgeschwindigkeiten liegen für B-(O-)Sternwinde zwischen $v_{\infty}(0^{\circ}) \approx 1300(2100)$ und $v_{\infty}(90^{\circ}) \approx 350(1700) \text{ km s}^{-1}$. Besonders bemerkenswert ist die Dichteverteilung eines O-Überriesen-Windes mit Parametern, die dem Paradeobjekt ζ Puppis entsprechen, die bei der geschätzten maximalen Rotationsrate dieses Objekts $v_{\text{rot}} = 250 \text{ km s}^{-1}$ nahezu sphärisch-symmetrisch ist.

Da fast überall im Wind $\partial v_{\Phi} / \partial r < v_{\Phi} / r$ gilt, bremst die negative azimuthale Komponente die Rotation des Windes in der Äquatorebene (d.h. dort, wo die Maximaleffekte auftreten) im Vergleich zum Drehimpulserhaltungsgesetz um bis zu 100 km s^{-1} (bei Rotationsraten von $v_{\text{rot}} \approx 300 \text{ km s}^{-1}$).

3. Gravity Darkening Das Gravity Darkening hat an den Polen (am Äquator) einen höheren (geringeren) Massenverlust zur Folge. Der alleinige Effekt des Gravity Darkening (unter Mitberücksichtigung der Pseudobeschleunigungen) verhindert auch im Fall des extremen B2-Hauptreihensternes trotz des geringeren Massenflusses in der Äquatorebene noch nicht die Bildung einer Scheibe, da der Kompressionsmechanismus immer noch wirksam ist. Im Gegensatz zum WCD-Modell (s.o.) existiert kein Stagnationspunkt in der (schwachen) Scheibe. Diese expandiert an allen Orten radial nach außen, wobei die Dichtekontraste $\rho_{\text{eq}}/\rho_{\text{p}}$ etwa $3 \dots 5$ und $v_{\infty}(0^{\circ}) \approx 1400 \text{ km s}^{-1}$, bzw. $v_{\infty}(90^{\circ}) \approx 500 \text{ km s}^{-1}$ betragen. Erst die Addition der nichtradialen Linienstrahlungskräfte bewirkt eine *prolate* Windstruktur mit Dichtekontrasten $\rho_{\text{eq}}/\rho_{\text{p}}$ von etwa $0.2 \dots 0.5$.

Bei Überriesen-Winden ($\Gamma \gtrsim 0.4$) kann die *Thomson-Streuung* wegen des Gravity Darkening über dem Pol für einen signifikanten zusätzlichen Anstieg des Massenverlustes sorgen, so daß der Wind im Vergleich zu einem Modell mit radialer 1-D Thomson-Beschleunigung noch stärker über den Polen konzentriert ist. Über die Dichteabhängigkeit der radialen Linienstrahlungsbeschleunigung g_r^{lines} kann der dünnere Ausstrom in der Äquatorebene schneller werden als der

dichtere über den Polen (so ergibt sich z.B. für ein Modell des Windes von ζ Puppis $v_\infty(0^\circ) = 1650 \text{ km s}^{-1}$ und $v_\infty(90^\circ) = 2080 \text{ km s}^{-1}$).

Skalierungsrelationen. Mit der 1-D Theorie (rotierender) strahlungsdruckgetriebener Winde lassen sich einfache Skalierungsrelationen für v_∞ und \dot{M} angeben, die eine Überprüfung der Verhältnisse $v_\infty(\Theta)/v_\infty(0^\circ)$ und $\dot{M}(\Theta, R_*(\Theta))/\dot{M}(0^\circ, R_*(0^\circ))$ in 2-D Winden ermöglichen. Wie wir an einigen Beispielen demonstrieren konnten, werden diese Vorhersagen von den 2-D Winden tatsächlich zumindest qualitativ erfüllt.

Zusammenfassend stellen wir bezüglich der Modelle mit *globalen* force multiplier-Parametern fest: Durch sukzessive Hinzunahme der Inertialbeschleunigungen, der nichtradialen Komponenten der Linienstrahlungsbeschleunigung und des Gravity Darkening überdeckt man sämtliche morphologische Klassen, in die man zweidimensionale Winde einstufen kann. **Das allgemeinste Modell unter Annahme globaler force multiplier-Parameter sagt eine eindeutig prolate Struktur des Windes voraus.**

Wir bestätigen mit unseren Untersuchungen im Prinzip die von Owocki et al. für das exemplarische Modell des Windes eines B2-Hauptreihensterns. Im Gegensatz zu diesen Simulationen zeigen unsere eine weit geringere Anfälligkeit gegen Störungen auf kleinen räumlichen Skalen, was unter anderem daran liegt, daß wir die no slip-Randbedingung für v_Θ am stufenförmig umschriebenen Sternrand verwenden.

Modelle mit selbstkonsistenten force multiplier-Parametern

Das Ziel der Untersuchung von Winden mit selbstkonsistent berechneten force multiplier-Parametern $k_{\text{CAK}}(\Theta, r)$, $\alpha(\Theta, r)$ und $\delta(\Theta, r)$ war es, maximale *differentielle* Effekte in schnell rotierenden Winden abzuschätzen und zu verstehen, mit welchen Diskrepanzen zwischen *globalen* Größen rotierender Winde zu ihren Pendanten in sphärisch-symmetrischen Winden im äußersten Fall zu rechnen ist.

Die wichtigsten Ergebnisse sind:

- Die **selbstkonsistente** Rechnung ergibt für B-Sternwinde mit optisch dünnem Lyman-Kontinuum und O-Überriesen-Winde eine **prolate Windstruktur**.
- Die totale **Massenverlustrate** bleibt **unter der Rotation weitgehend erhalten**.
- Aufgrund des kombinierten polarwinkel- und radiusabhängigen **Einflusses der Strahlungstemperatur und der Dichte auf die Ionisationsschichtung** wird die prolate Windstruktur global gesehen verstärkt. Deshalb sollten selbstkonsistente force multiplier-Parameter für eine *quantitativ* verlässliche Beschreibung der Struktur zweidimensionaler Winde berücksichtigt werden.
- Wird das **Lyman-Kontinuum** in den Winden von B-Sternen **optisch dick**, so werden **zweikomponentige Windlösungen möglich**.

Der global dominierende Effekt ist das *Gravity Darkening*, das einen Massenverlust über den Polen bedingt, der bis zum dreißigfachen desjenigen in der Äquatorebene betragen kann. Die

zusätzlichen *nichtradialen* Komponenten der Linienstrahlungs- und Kontinuumsbeschleunigung verhindern die Windkompression und sorgen für eine *eindeutig prolata Dichteschichtung* mit minimalen Polargeschwindigkeiten $v_{\odot} \gtrsim -80 \text{ km s}^{-1}$.

Nicht zu dünne **B-Sternwinde** ($\dot{M} \gtrsim 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) zeigen Dichtekontraste von $\rho_{\text{p}}/\rho_{\text{eq}} \lesssim 15$. Dieses Verhältnis wächst mit der Rotationsrate und nimmt von dünnen ($\dot{M} \gtrsim 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, $\rho_{\text{eq}}/\rho_{\text{p}} \lesssim 20 \dots 30$) zu dichten Winden (B-Überriesen, $\dot{M} \gtrsim 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, $\rho_{\text{p}}/\rho_{\text{eq}} \lesssim 5$) ab. Generell gilt, daß die sich zwischen Pol und Äquatorebene ausbildenden Kontraste umso stärker sind, je näher der Stern an seiner kritischen Rate v_{crit} rotiert.

Das Zusammenwirken der reinen Inertialbeschleunigungen, des Gravity Darkening und einer rein radialen Strahlungsbeschleunigung führt zwar zu einem großskalig prolaten Wind, in dessen Äquatorebene sich allerdings eine gemäßigt komprimierte Scheibe befindet (für ein exemplarisches B-Sternwind-Modell mit $T_{\text{eff}} = 20000 \text{ K}$, $R_{\star} = 30 R_{\odot}$, $M_{\star} = 30 M_{\odot}$ ergeben sich Dichtekontraste $\rho_{\text{p}}/\rho_{\text{eq}} \gtrsim 0.25$).

Im einzelnen ist zu den selbstkonsistenten 2-D Windmodellen festzuhalten:

1. In dichteren B-Sternwinden bestimmt die Eisengruppe (vor allem Eisen selbst) die Beschleunigung, wobei seine (stets deutlich dominierende) Rolle im Vergleich zur CNO-Gruppe vom Pol zur Äquatorebene hin abnimmt, da der Wind bei konstantem r mit zunehmender Co-Breite Θ dünner wird und die ungesättigten metastabilen Linien der Eisengruppe nicht mehr so effektiv beschleunigen wie im dichteren Wind über den Polen. Bei Beleuchtung durch Kurucz-Flußverteilungen liefert FeIII den größten Anteil. Im Fall sehr schneller Rotation ($v_{\text{rot}} \gtrsim 0.85 v_{\text{crit}}$) ist es auch möglich, daß FeII diese Rolle in den kühleren äquaturnahen Regionen (mit einer Effektivtemperatur des mittleren Strahlungsfeldes $\bar{T}_{\text{eff,cont}} \approx 15000 \text{ K}$) übernimmt.

2. Der radiale Ionisationsverlauf im Wind wird über dem Pol durch den Dichteabfall bzw. das Absinken von $\bar{T}_{\text{eff,cont}}$ mit r bestimmt, d.h. durch zwei Effekte, die die Ionisationsstruktur entgegengesetzt beeinflussen. Deshalb zeigen sich in allen betrachteten Modellen nichtmonotone radiale Ionisationsverläufe $f_{jk}(r)$ und in Folge dessen Beiträge der entsprechenden Ionisationsstufen, die in unmittelbarer Sternnähe mit r ab- und für größere r wieder zunehmen.

In der Äquatorebene ergänzen sich die mit r abfallende Dichte bzw. Temperatur, und die $f_{jk}(r)$ verlaufen monoton mit r .

3. Die Beleuchtung des Windmaterials mit realistischen Flußverteilungen ist von größter Bedeutung: Nimmt man anstatt ihrer eine Plancksche Bestrahlung an, so ergeben sich um mindestens eine Stufe höhere Hauptionisationsstufen der entscheidenden Elemente. Der Beitrag einzelner starker Resonanzlinien der CNO-Gruppe dominiert (abgesehen von der unmittelbaren Sternnähe) im gesamten Wind, und der Dichtekontrast $\rho_{\text{p}}/\rho_{\text{eq}}$ nimmt im Vergleich zum Wind mit nicht-Planckscher Bestrahlung zu. Auch macht sich der polare Temperaturgradient deutlicher in den Ionisationsverläufen mit zunehmender Co-Breite bemerkbar als bei Beleuchtung durch Kurucz-Flußverteilungen, und der Wind ist wesentlich dünner.

4. Der zusätzliche Einfluß der Non-LTE-Effekte auf die Windmorphologie führt zu einer Verstärkung der Konzentration des Windmaterials über den Polen um einen Faktor der Größenordnung 2.

5. In O-Überriesen-Winden beschleunigen vor allem die starken Resonanzlinien der CNO-Gruppe den Wind in weiten Bereichen. Nur in Sternnähe dominieren die zahlreichen ungesättigten me-

tastabilen Linien vor allem von Eisen. Bei unseren Simulationen haben wir uns für diesen Spekttraltyp auf die Bestrahlung durch Plancksche Flußverteilungen beschränkt, da das optisch dicke HeII-Kontinuum (kurzwellenlängig von 228 Å) ein erhebliches Problem darstellt. Das Modell für einen Wind mit dem Paradeobjekt ζ Puppis entsprechenden Sternparametern liefert eine Massenverlustrate von $\dot{M} = 3.90 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ und eine Windendgeschwindigkeiten am Pol $v_{\infty}(0^{\circ}) = 1515 \text{ km s}^{-1}$ und in der Äquatorebene $v_{\infty}(90^{\circ}) = 2419 \text{ km s}^{-1}$. Diese Werte liegen im Bereich der beobachteten ($\dot{M} = 5.90 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, $v_{\infty} = 2250 \text{ km s}^{-1}$).

6. Die Massenverlustrate \dot{M} weicht auch bei sehr hohen Rotationsraten $v_{\text{rot}} \lesssim 0.85 v_{\text{crit}}$ nur um maximal 10...20% vom entsprechenden 1-D Wert $\dot{M}_{1\text{-D}}$ ab (eine Ausnahme bilden Überriesenwinde, bei denen aufgrund der starken Thomson-Streuung über den Polen \dot{M} bis zu einem Faktor 2 größer als $\dot{M}_{1\text{-D}}$ sein kann). Der durch das Gravity Darkening bedingte erhöhte Massenverlust über den Polen wird durch seine Absenkung am Äquator nahezu völlig kompensiert. Da unter Annahme eines *optisch dünnen Kontinuums nur gemäßigte Ionisationseffekte im Wind* auftreten und das Gravity Darkening-Gesetz die Erhaltung der Gesamtleuchtkraft des Sterns unter der Rotation impliziert, erscheint das Ergebnis, daß auch die oberflächenintegrierte Massenverlustrate unter der Rotation weitgehend erhalten bleibt, plausibel.

Die Windendgeschwindigkeit nimmt (abgesehen von Winden extremer O-Überriesen) von Pol zu Äquator etwas ab, aber es zeigt sich keinesfalls eine so signifikante Diskrepanz wie z.B. im extremen Windkompressionsmodell mit global konstanten k_{CAK} , α , δ .

7. Im Prinzip erlaubt unsere neu entwickelte Methode erstmals die numerisch stabile selbstkonsistente 2-D Simulation zweikomponentiger Winde.

Nimmt man für einen B-Überriesen mit $T_{\text{eff}} = 20000 \text{ K}$, $R_{*} = 59 R_{\odot}$, $M_{*} = 35 M_{\odot}$ eine *gleichförmig* strahlende Sternoberfläche an, so bildet sich wegen des optisch dick werdenden Lyman-Kontinuums tatsächlich eine wesentlich dichtere Windkomponente in der Äquatorebene aus, deren Massenverlustrate um einen Faktor ~ 70 größer als diejenige am Pol ist. Würde man allerdings das *Gravity Darkening* mitberücksichtigen, so könnte sich aufgrund der an den Polen größeren optischen Tiefe im Lyman-Kontinuum τ_{L} dort eine dichte Windkomponente entwickeln. Die Beantwortung dieser Frage hängt allerdings empfindlich von der noch weitgehend unbekanntem Temperaturabhängigkeit von τ_{L} ab.

Zusammenfassend läßt sich festhalten: In der selbstkonsistenten Beschreibung zweidimensionaler Sternwinde zeigen sich unter dem Einfluß der Rotation zwar nur gemäßigte mit der Breite variierende Ionisationseffekte, die im Vergleich zur Rechnung mit einer global parametrisierten Linienstrahlungsbeschleunigung keine neuen qualitativen Merkmale der globalen Morphologie des Windes bedingen. Allerdings ist die *physikalische* Qualität der selbstkonsistenten Winde eine komplexere: Durch den in der Äquatorebene (über den Polen) gleichsinnigen (entgegengerichteten) Effekt von radialem Temperatur- und Dichteverlauf auf die Ionisationsschichtung (die über die Verteilung der zur Beschleunigung zur Verfügung stehenden Linien entscheidet) gewinnt diese eine Abhängigkeit von der Breite im Wind.

Das Vorhandensein unterschiedlich hoher Ionisationsstufen ein und desselben Elementes über dem Pol bzw. in der Äquatorebene könnte zur Folge haben, daß man im Spektrum rotierender Winde Linien dieser Ionisationsstufen beobachten kann. Diese (die Linien) sollten außerdem ein von der Inklination der Rotationsachse abhängiges Verhalten besitzen (s.u.).

Einfluß der Rotation auf die H_α -Linienprofilbildung

Der letzte Gesichtspunkt vorliegender Arbeit betrifft den Einfluß der stellaren Rotation auf die H_α -Linienprofilbildung. Da diese Studie zeitlich gesehen vor den numerischen 2-D Simulationen durchgeführt worden ist (und letztendlich auch der Auslöser für letztere war), haben wir uns in der Beschreibung von Dichte und Geschwindigkeitsfeld des Windes auf das zum damaligen Zeitpunkt favorisierte analytische Windkompressionsmodell beschränkt. Mit Hilfe des für diese Untersuchung entwickelten Codes zur Linienprofilberechnung können in Zukunft auch Emissionslinienprofile auf der Grundlage numerisch simulierter Windmodelle berechnet werden.

Die Ergebnisse unserer Studie sind folgende:

1. Die Rotationsabplattung der Sternoberfläche ist im Parameterbereich der O-Sterne für den Linienbildungsprozeß von nur untergeordneter Bedeutung.
2. Der Einfluß des Gravity Darkening auf die Linienprofilbildung ist für O-Sterne vernachlässigbar.
3. Die Geschwindigkeitskomponente v_Θ ist für die Profilbildung nicht von Bedeutung, da sie entweder von v_r oder von v_Φ weit übertroffen wird.
4. Entscheidend für die H_α -Linienentstehung ist die Dichtekonzentration um die Äquatorebene, da die Emissivität in H_α im wesentlichen mit dem *Quadrat der Dichte* skaliert. Dieser " ρ^2 -Effekt" modifiziert nun gemeinsam mit der durch die Rotation bedingten Verzerrung des sternnahen Windmediums ("*Resonanzzonen-Effekt*") die H_α -Linienprofile in Abhängigkeit sowohl von der absoluten Rotationsrate v_{rot} als auch von der Inklination $\sin i$ der Rotationsachse zur Beobachtungsrichtung.
5. Der Vergleich theoretischer 1-D mit 2-D Profilen für konstantes v_{rot} bzw. konstante projizierte Rotationsraten $v_{\text{rot}} \sin i$ zeigt, daß **die herkömmliche 1-D Analyse stets die tatsächliche Massenverlustrate überschätzt**. Die typischen Fehler liegen bei 20-30 %, im Extremfall können sie sogar bis zu 70 % betragen. Hierbei zeigt sich der Effekt am deutlichsten bei schnellen Rotatoren, die man bei niedriger Inklination, also kleiner projizierter Rotationsgeschwindigkeit $v_{\text{rot}} \sin i$, beobachtet.
6. Aufgrund der spezifischen Abhängigkeit des ρ^2 - und des Resonanzzonen-Effektes von absoluter Rotationsrate *und* Inklination ergibt sich nun die prinzipielle Möglichkeit, durch einen Fit theoretischer an beobachtete Profile die *absolute Rotationsrate* des Sterns zu bestimmen oder zumindest einzugrenzen.

Das Ergebnis, daß der Maximalfehler bei der Bestimmung von \dot{M} nicht mehr als einen Faktor 2 betragen sollte, zeigt, daß **der Einfluß der stellaren Rotation auf H_α -Profile und die aus ihnen gewonnene Massenverlustrate bezüglich der Windimpuls-Leuchtkraft-Relation von nur untergeordneter Bedeutung ist**. Die typischen Relationsverläufe zeigen bisweilen Streuung einzelner Objekte von mehr als 1 dex. Diese Diskrepanz zur mittleren Relation kann also nicht auf eine wegen der Rotation fehlerhaft gemessene Massenverlustrate zurückgeführt werden.

Allerdings kann eine falsch bestimmte Massenverlustrate gravierende Folgen für sternentwicklungstheoretische Rechnungen, die den Massenverlust mitberücksichtigen, haben. Ein Fehler in

\dot{M} von einem Faktor ~ 2 kann von entscheidender Bedeutung sein (vgl. Kap. 1.2, S. 5).

Ausblick

Naturgemäß konnten wir in vorliegender Arbeit nur auf einen Teil der angesprochenen Probleme und Fragestellungen eingehen. Dem Leser sollte ein möglichst vollständiger Überblick über die möglichen Konsequenzen der Rotation auf die Winde heißer Sterne gegeben werden – sowohl von Seiten der Beobachtung als auch der Theorie.

Aufgrund der Zweidimensionalität der Problemstellung ist die Anzahl der möglichen Freiheitsgrade in den theoretischen Modellen im Vergleich zum bisherigen (und global gesehen) auch sehr erfolgreichen sphärisch-symmetrischen 1-D Ansatz erheblich gestiegen. Wie wir gesehen haben, kann sich die Windstruktur beim Übergang von einem Modell auf das nächst kompliziertere drastisch ändern.

Eine weitere Vervollständigung der Theorie könnte sich an folgenden Gesichtspunkten orientieren:

Im Fall der Überriesen-Sterne ist das Wechselspiel von Thomson-Streuung und Gravity Darkening bei der Bildung ihrer Oberfläche in die Windmodelle miteinzubeziehen. Ein erster Ansatz läge beispielsweise in der Übernahme der Resultate von Maeder (1999) für das stellare Gravity Darkening als untere Randbedingung für die Bestrahlung des Windmediums.

Momentan noch unverstandene oder nur sehr approximativ beschriebene Aspekte der Non-LTE-Physik betreffen die Behandlung des optisch dicken HeII-Kontinuums bei O-Überriesen-Winden bzw. das optisch dicke Lyman-Kontinuum bei B-Überriesen-Winden und die dadurch bedingte Bistabilität der Winddynamik.

In diesem Zusammenhang ist insbesondere bei den heißen Objekten ($T_{\text{eff}} \gtrsim 35000$ K) die Rolle des Röntgenstrahlungsfeldes für die Erzeugung hoher Ionisationsstufen im Außenbereich des Windes von entscheidender Bedeutung.

Bei den kühleren Objekten ($T_{\text{eff}} \approx 20000$ K) ist zu klären, in welchen Temperatur- und Dichtebereichen des Windes sich die eventuelle Abschattung der beschleunigenden Photonen durch photosphärische Absorption bemerkbar machen könnte.

Um diese zum Teil noch unverstandenen Fragestellungen lösen zu können, wird man erst für 1-D Non-LTE-Modelle theoretische Basisarbeit leisten müssen, um dann letztendlich auch die Beschreibung der 2-D Non-LTE-Physik verfeinern zu können.

Im Fall extremer Schocks (so wie im Windkompressionsmodell, bei dem das innere Scheibenmaterial mit extremer Überschallgeschwindigkeit auf die Sternoberfläche zurückstürzt) ist die Annahme der Isothermie des Windes nicht mehr gültig, und die isotherme Zustandsgleichung ist durch die Energiegleichung zu ersetzen. Dies ist auch im Hinblick auf die Entstehung von Röntgenstrahlung und ihren Einfluß auf hohe Ionisationsstufen von großer Wichtigkeit.

Ein erster Schritt bezüglich der Untersuchung der Ionisationsstruktur in den Scheiben von Be-Sternwinden wurde von Bjorkman (1999) unternommen. Unter Verwendung eines stationären Non-LTE-Codes schätzte er die 2-D Ionisationsschichtung in solchen Winden ab und stellte fest, daß sich im Außenbereich des Windes sehr hohe Ionisationsstufen (z.B. SiVII) befinden sollten, deren starke Linien sich im EUV befinden, wo der Fluß für Objekte dieses Temperaturbereiches

minimal ist. Die verbleibenden Linien im Balmer-Kontinuum sollten schwache optisch dünne Linien sein, die nun nicht mehr vom Geschwindigkeitsfeld abhängen. Dadurch wären die lokalen Entweichwahrscheinlichkeiten isotrop, und die nichtradialen Komponenten der Linienstrahlungsbeschleunigung würden verschwinden. Übrig blieben die Inertialterme, die wiederum die Bildung einer windkomprimierten Scheibe ermöglichen sollten. Diese Untersuchungen befinden sich allerdings erst im Anfangsstadium und berücksichtigen noch nicht die Wechselwirkung lokaler physikalischer Bedingungen mit der Dynamik.

Ein weiteres Phänomen, das sowohl die Diagnostik von Sternwinden als auch ihre Dynamik beeinflussen kann, sind Klumpungen im Wind. Sollten diese beispielsweise auf sehr kleinen räumlichen Skalen existieren, so könnte dies zu einer drastischen Absenkung der Linienstrahlungsbeschleunigung $g^{\text{lines}} \sim 1/\rho^\alpha$ führen, und die Inertialbeschleunigungen würden an Bedeutung gewinnen. Dadurch könnte das WCD-Modell wieder „gerettet“ werden (Bjorkman 1999). Erste Untersuchungen über den Einfluß der Linienstrahlungsinstabilität auf die 2-D Windstruktur sind derzeit im Gange (S. Owocki, persönliche Mitteilung). Es ist abzuwarten, ob durch sie das soeben geschilderte Szenario gegebenenfalls Unterstützung findet.

Ein weiterer Aspekt betrifft die Rolle möglicher, schwacher Magnetfelder auf die Eigenschaften des Windes. ZEUS-2D bietet als Option auch die Mitberücksichtigung magnetischer Felder. Als ersten numerischen Testfall könnte man die Konsequenzen auf das Magnetfeld im Wind im Rahmen des von Ignace et al. (1998) vorgestellten analytischen Windkompressionszonen-Modells für schwache Magnetfelder (vgl. S. 17) studieren und in Analogie zu unserem Vorgehen in vorliegender Arbeit numerische und analytische Resultate vergleichen. Der nächste Schritt läge dann in der Untersuchung der Wechselwirkung stärkerer Magnetfelder mit dem Windmedium mit besonderem Augenmerk darauf, ob unter den veränderten physikalischen Bedingungen wieder die Bildung einer Scheibe in der Äquatorebene möglich wird.

Die Weiterentwicklung der Theorie (auch im Hinblick auf den erheblichen Aufwand zu ihrer numerischen Formulierung) macht dann Sinn, wenn man sie an der Beobachtung überprüfen kann.

Aus diesem Grund sollte man im Hinblick auf die in vorliegender Arbeit studierten Effekte interessante pekuläre Objekte aussuchen, die schnelle Rotatoren sind, und versuchen, ihre charakteristischen spektralen Erscheinungen systematisch mit Hilfe hydrodynamischer Modelle zu synthetisieren. Zahlreiche Beispiele dafür haben wir in der Diskussion zu Kap. 9 gegeben. Glücklicherweise liefern die verschiedenen theoretischen Ansätze und Modelle, die wir in vorliegender Arbeit diskutiert haben, *völlig unterschiedliche Resultate*, was die Morphologie des Windes angeht. Künftige Untersuchungen sollten strategisch mehrere Spektralbereiche simultan berücksichtigen (UV, Radio, IR, optisch; insbesondere der Radio- und Infrarot-Bereich erstreckt sich über ein weit größeres räumliches Volumen als dasjenige, in dem die H_α -Emission entsteht). Die *direkte* Beobachtung der Morphologie asphärischer Winde sollte mit den Methoden der (optischen) Long-Baseline-Interferometrie in den nächsten Jahren entscheidende Fortschritte machen.

Wie in der Einleitung erwähnt, wurde vom Verfassers bereits ein erster Schritt in diese Richtung unternommen, indem auf der Grundlage des analytischen Windkompressionsmodells theoretische mit beobachteten H_α -Profilen mehrerer O-Sterne verglichen wurden. Dabei hatte sich herausgestellt, daß die 1-D Analyse die Massenverlustrate durchaus um einen Faktor $\lesssim 2$

überschätzen kann.

Quantitativ verlässliche Aussagen wird man aber nur unter Verwendung „realistischer“ numerischer 2-D Modelle, wie wir sie in vorliegender Arbeit vorgestellt haben, treffen können. Im Hinblick auf die momentanen Rechenzeiten (die bei den diagnostisch interessanten B-Überriesen bis zu 100 CPU-Stunden pro Modell betragen können) scheint dies zwar als ein sehr ehrgeiziges Ziel. Allerdings lassen die in den nächsten Jahren zur Verfügung stehenden Rechnerkapazitäten (im Tflop-Bereich) dieses Vorhaben in greifbare Nähe rücken.

Bezüglich der selbstkonsistenten Beschreibung zweidimensionaler strahlungsdruckgetriebener Winde heißer Sterne haben wir mit vorliegender Arbeit nur einen ersten Schritt getan. Wir hoffen aber, ein grundlegendes Verständnis für die entscheidenden beitragenden Effekte gewonnen und eine Grundlage für weitergehende Untersuchungen geschaffen zu haben.

Literaturverzeichnis

- Abbott, D. C.: 1980, *The theory of radiatively driven winds. – I. A physical interpretation*, *Astrophys. J.* **242**, 1183
- Abbott, D. C., Bieging, J. H., Churchwell, E., Cassinelli, J. P.: 1980, *VLA radio continuum measurements of mass-loss from early-type stars*, *Astrophys. J.* **238**, 196
- Abbott, D. C., Bieging, J. H., Churchwell, E.: 1981, *Mass-loss from very luminous OB stars and the Cygnus superbubble*, *Astrophys. J.* **250**, 645
- Abbott, D. C.: 1982, *The theory of radiatively driven stellar winds – II. The line acceleration*, *Astrophys. J.* **263**, 723
- Abbott, D. C., Telesco, C. M., Wolff, S. C.: 1984, *2 to 20 micron observations of mass-loss from early-type stars*, *Astrophys. J.* **279**, 225
- Abbott, D. C., Bieging, J. H., Churchwell, E.: 1984, *The detection of variable nonthermal radio emission from two O-type stars*, *Astrophys. J.* **280**, 671
- Abbott, D. C., Lucy, L. B.: 1985, *Multiline transfer and the dynamics of stellar winds*, *Astrophys. J.* **288**, 679
- Anders, E., Grevesse, N.: 1989, *Abundances of the elements: Meteoritic and solar*, *Geochim. et Cosmochim. Acta* **53**, 197
- Anderson, L., Shu, F. H.: 1977, *On the light curves of W Ursae Majoris stars*, *Astrophys. J.* **214**, 798
- Baade, D.: 1989, *A search for line profile variability in dwarfs and giants of spectral types B8-B9.5. II. Results and discussion*, *Astron. Astrophys.* **222**, 200
- Baade, D.: 1991, *Regular variability in optical lines in ζ Pup*, in: *Rapid Variability of OB-Stars, Nature und Diagnostic Value*, ed. D. Baade, ESO Conference and Workshop Proceedings No. **36**, p. 21
- Baade, D., Balona, L.A.: 1994, *Periodic variability of Be stars: Nonradial pulsations or rotational modulation?*, in: *Pulsation, Rotation and Mass Loss in Early-Type Stars*, IAU Symp. No. **162**, eds. L. A. Balona et al., p. 311
- Baade, D.: 1998, *Nonradial Pulsations in Relation to Wind Variability in Early-Type Stars*, in: *Cyclical Variability in Stellar Winds*, ESO Astrophysical Symposia, eds. L. Kaper & A. W. Fullerton, p. 196
- Barlow, M. J., Cohen, M.: 1977, *Infrared photometry and mass-loss rates for OBA supergiants and Of stars*, *Astrophys. J.* **213**, 737
- Batchelor, G. K.: 1967, *An Introduction to Fluid Dynamics*, Cambridge University Press, Cambridge
- Becker, S. R., Butler, K.: 1992, *Non-LTE line formation for iron group elements. I. Fv*, *Astron. Astrophys.* **265**, 647
- Becker, S. R., Butler, K.: 1995b, *Non-LTE line formation for iron group elements. II. FvI*, *Astron. Astrophys.* **294**, 215

- Becker, S. R., Butler, K.: 1995a, *Non-LTE line formation for iron group elements. III. FeV*, *Astron. Astrophys.* **301**, 187
- Becker, S. R.: 1998, *Non-LTE Line Formation for Iron-Group Elements in A Supergiants*, in: *Boulder-Munich II: Properties of hot, luminous stars*, ed. I. D. Howarth, ASP Conf. Ser. **131**, 137
- Berger, M., Olinger, J.: 1984, *Adaptive mesh refinement for hyperbolic partial differential equations*, *J. Comp. Phys.* **53**, 484
- Bieging, J. H., Abbott, D. C., Churchwell, E.: 1989, *A survey of radio emission from Galactic OB stars*, *Astrophys. J.* **340**, 518
- Bjorkman, K. S.: 1989, Ph.D. thesis, Univ. Colorado
- Bjorkman, J. E., Cassinelli, J. P.: 1993 (BC), *Equatorial disk formation around rapidly rotating stars due to ram pressure confinement by the stellar wind*, *Astrophys. J.* **409**, 429
- Bjorkman, J. E., Ignace, R., Tripp, T. M., Cassinelli, J. P.: 1994, *Evidence for a disk in the wind of HD 93521: UV line profiles from an axisymmetric model*, *Astrophys. J.* **435**, 416
- Bjorkman, J. E.: 1995, *The solution topology of radiation-driven winds. I. The X-type nature of the CAK critical point*, *Astrophys. J.* **453**, 369
- Bjorkman, J. E.: 1999, *Wind-compressed disks*, in: *Variable and Non-spherical Stellar Winds in Luminous Hot Stars*, IAU Coll. **169**, p. 121, eds. B. Wolf, O. Stahl, A. W. Fullerton, Springer, Heidelberg
- Blomme, R., Runacres, M. C.: 1997, *The influence of clumping on the infrared and radio continuum of early-type stars*, *Astron. Astrophys.* **323**, 886
- Bohlender, D. A.: 1994, *Observations of magnetic fields in B-stars*, in: *Pulsation, Rotation and Mass Loss in Early-Type Stars*, IAU Symp. No. **162**, eds. L. A. Balona et al., p. 155
- Carlberg R. G.: 1980, *The instability of radiation-driven stellar winds*, *Astrophys. J.* **241**, 1131
- Cassinelli, J. P., Swank, J. H.: 1983, *X-ray spectra of Orion OB Supergiants*, *Astrophys. J.* **271**, 681
- Cassinelli, J. P., Cohen, D. H., MacFarlane, J. J., Sanders, W. T., Welsh, B. Y.: 1994, *X-ray emission from near main-sequence B-stars*, *Astrophys. J.* **421**, 705
- Cassinelli, J.P., Ignace, R., Bjorkman, J.E.: 1995, "Winds from rotating Wolf-Rayet stars: The wind-compressed zone model", in: *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, IAU Symposium **163**, eds. K. A. van der Hucht and P. M. Williams, Kluwer, Dordrecht, p. 191
- Castor, J. I.: 1970, *Spectral line formation in Wolf-Rayet envelopes*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **149**, 111
- Castor, J. I. : 1974, *On the force associated with absorption of spectral line radiation*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **169**, 279-306
- Castor, J. I., Abbott, D. C., Klein, R. I.: 1975 (CAK), *Radiation driven winds in Of stars*, *Astrophys. J.* **195**, 157
- Castor, J. I., Abbott, D. C., Klein, R. I.: 1976, *Radiation-Driven Stellar Winds*, in: *Physique des Mouvements dans les Atmospheres Stellaires*, eds.: R. Cayrel, M. Steinberg, Editions du Centre National de la Recherche Scientifique, Paris, p. 363
- Chandrasekhar, S.: 1961, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Dover (reprint, 1981), New York

- Chlebowski, T., Harnden, F.-R., Sciortino, S.: 1989, *The Einstein X-Ray observatory catalog of O-type stars*, *Astrophys. J.* **341**, 427
- Chorin, A. J., Marsden, J. E.: 1990, *A Mathematical Introduction to Fluid Mechanics*, Springer-Verlag, New York
- Colella, P., Woodward, R. P.: 1984, *The Piecewise Parabolic Method (PPM) for Gas-Dynamical Simulations*, *J. Comp. Phys.* , **54**, 174-201
- Collins II, G. W.: 1963, *Continuum emission from a rapidly rotating stellar atmosphere*, *Astrophys. J.* **138**, 1134
- Collins II, G. W.: 1965, *Continuum emission from a rotating non-gray stellar atmosphere*, *Astrophys. J.* **142**, 265
- Conti, P. S., Ebbets, D.: 1977, *Spectroscopic studies of O-type stars. VII. Rotational velocities $v \sin i$ and evidence for macroturbulent motions*, *Astrophys. J.* **213**, 438
- Coté, J., Waters, L. B. F. M.: 1987, *IRAS observations of Be stars. I. Statistical study of the IR excess of 101 Be stars*, *Astron. Astrophys.* **176**, 93
- Courant, R., Friedrichs, K. O., Lewy, H.: 1928, *Über die Partiellen Differentialgleichungen der Mathematischen Physik*, *Mathematische Annalen* **100**, 32-74
- Cox, A. N., Morgan, S. M., Rogers, F. J., Iglesias, C. A.: 1992, *An opacity mechanism for the pulsations of OB stars*, *Astrophys. J.* **393**, 272
- Cranmer, S. R. , Owocki, S. P.: 1995 (CO), *The Effect of Oblateness and Gravity Darkening on the Radiation Driving in Winds from Rapidly Rotating Stars*, *Astrophys. J.* **440**, 308
- Cranmer, S. R., Owocki, S. P.: 1996, *Hydrodynamical simulations of corotating interaction regions and discrete absorption components in rotating O-star winds*, *Astrophys. J.* **462**, 469
- Davidson, K., Humphreys, R. M.: 1997, *Eta Carinae and its Environment*, *Ann. Rev. of Astron. Astrophys.* **35**, 1
- Doazan, V., Grady, C. A., Snow, T. P., Peters, G. J., Marlborough, J. M., Barker, P. K., Bolton, C. T., Bourdonneau, B., Kuki, L. V., Lyons, R. W., Polidan, P. S., Stalio, R., Thomas, R. N.: 1985, *The development of the new Be phase of 59 Cyg in the visual and in the far UV in 1978-1983*, *Astron. Astrophys.* **152**, 182
- Donati, J.-F., Semel M., Carter, B. D., Rees, D. E., Collier Cameron, A.: 1997, *Spectropolarimetric observations of active stars*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **291**, 658
- Donati, J.-F.: 1998, *Surface Magnetic Fields of Non-degenerate Stars*, in: *Cyclical Variability in Stellar Winds*, ESO Astrophysical Symposia, eds. L. Kaper & A. W. Fullerton, p. 212
- Ebbets, D.: 1982, *The Structure and Variability of H α Emission in Early-Type Supergiants*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* , **48**, 399-414
- Eddington, A. S.: 1925, *Observatory* **48**, 73
- Eversberg, T., Lépine, S., Moffat, A.F.J.: 1998, *Outmoving clumps in the wind of the hot O supergiant ζ Puppis*, *Astrophys. J.* **494**, 799
- Feldmeier, A.: 1993, *Zeitabhängige Struktur und Energietransfer der Winde heißer massereicher Sterne*, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München
- Feldmeier, A.: 1995, *Time dependent structure and energy transfer in hot star winds*, *Astron. Astrophys.* **299**, 523
- Feldmeier, A., Kudritzki, R.-P., Palsa, R., Pauldrach, A. W. A., Puls, J.: 1997, *The X-ray emission from shock cooling zones in O star winds*, *Astron. Astrophys.* **320**, 899

- Feldmeier, A., Puls, J., Pauldrach, A. W. A.: 1997, *A possible origin for X-rays from O stars*, *Astron. Astrophys.* **322**, 878
- Friend, D., MacGregor, K. B.: 1984, *Winds from rotating, magnetic, hot stars. I. General model results*, *Astrophys. J.* **282**, 591
- Friend, D., Abbott, D. C.: 1986 (FA), *The theory of radiatively driven winds. III. Wind models with finite-disc correction and rotation*, *Astrophys. J.* **311**, 701
- Fukuda, I.: 1982, *A statistical study of rotational velocities of the stars*, *Pub. Astron. Soc. Pac.* **94**, 271
- Fullerton, A. W.: 1990, *The incidence and nature of absorption line profile variations in the spectra of O supergiants*, PhD Thesis, University of Toronto
- Fullerton, A. W.: 1991, in: *Rapid Variability of OB-Stars, Nature und Diagnostic Value*, ed. D. Baade, ESO Conference and Workshop Proceedings No. **36**, p. 3
- Fullerton, A. W., Owocki, S. P.: 1992, *Can nonstationary velocity plateaus account for moving discrete absorption components?*, *ASP Conf. Ser.*, **22**, 177
- Fullerton, A. W., Gies, D. R., Bolton, C. T.: *Absorption line profile variations among the O stars. I: The incidence of variability*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **103**, 475
- Fullerton, A. W., Massa, D. L., Prinja, R. K., Owocki, S. P., Cranmer, S. R.: 1997, *Wind variability of B supergiants. III. Corotating spiral structures in the wind of HD 64760*
- Gabler, R., Gabler, A., Kudritzki, R.-P., Puls, J., Pauldrach, A. W. A.: 1989, *Unified model atmospheres including spherical extension and stellar winds – Method and first results*, *Astron. Astrophys.* **226**, 162
- Gabler, R.: 1991, *Unified Model Atmospheres - sphärisch ausgedehnte Sternatmosphären mit Windstruktur*, Dissertation der Ludwig-Maximilians-Universität München
- Gabler, A.: 1994, *NLTE-Linienentstehung bei Wasserstoff und Helium in heißen Sternen mit Sternwinden*, Dissertation der Ludwig-Maximilians-Universität München
- García-Segura, G., Langer, N., Fliegner, J., MacLow, M.-M.: 1995, *Rotating massive stars near the Eddington limit*, in: *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica, Serie de Conferencias*, **3**, 294
- García-Segura, G., Langer, N., Róczycka, M., MacLow, M.-M., Franco, J.: 1997, *Shaping bipolar and elliptical Planetary Nebulae: Rotation and magnetic field*, in: *IAU Symp.* 180, 226
- Garmany, C. D., Olson, G. L., van Steenberg, M. E., Conti, P. S.: 1981, *Mass-loss rates from O stars in OB associations*, *Astrophys. J.* **250**, 660
- Gehrz R. D., Hackwell, J. A., Jones, T. W.: 1974, *Infrared observations of Be stars from 2.3 to 19.5 microns*, *Astrophys. J.* **191**, 675
- Giavalisco, M., Steidel, C., Macchetto, F. D.: 1996, *Hubble Space Telescope imaging of star-forming galaxies at redshifts $z > 3$* , *Astrophys. J.* **470**, 189
- Glatzel, W.: 1998, *Remarks on the “ Ω -limit”*, *Astron. Astrophys.* **339**, L5
- Glatzel, W.: 1999, *Linear strange modes in massive stars*, in: *Variable and Non-spherical Stellar Winds in Luminous Hot Stars*, IAU Coll. **169**, p. 345, eds. B. Wolf, O. Stahl, A. W. Fullerton, Springer, Heidelberg
- Grady, C. A., Bjorkman, K. S., Snow, T. P.: 1987, *Highly ionized stellar winds in Be stars: The evidence for aspect dependence*, *Astrophys. J.* **320**, 376

- Grady, C. A., Bjorkman, K. S., Snow, T. P., Sonneborn, G., Shore, S. N., Barker, P. K.: 1989, *Highly ionized stellar winds in Be stars. II. Winds in B6-B9.5e stars*, *Astrophys. J.* **339**, 403
- Grevesse, N., Noels, A., Sauval, A. J.: 1996, *Standard abundances*, in: *Cosmic abundances*, eds. S. S. Holt and Sonneborn, G., ASP Conf. Ser. **99**
- Grinin, A.: 1978, *Sov. Astr.* **14**, 113
- Groenewegen, M. A. T., Lamers, H. J. G. L. M.: 1989, *The winds of O-stars. I. An analysis of the UV line profiles with the SEI method*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **79**, 359
- Gummersbach, C. A., Zickgraf, F.-J., Wolf, B.: 1995, *B[e] phenomenon extending to lower luminosities in the Magellanic Clouds*, *Astron. Astrophys.* **302**, 409
- Hann-Süring, *Lehrbuch der Meteorologie*, 1951, S. Hirzel, Leipzig
- Hanuschik, R. W., Hummel, E., Dietle, O., Sutorius, E., Thimm, O.: 1996a, *V/R variability and global oscillations in Be star disks*, *Astron. Astrophys.* **300**, 163
- Hanuschik, R. W., Hummel, W., Sutorius, E., Dietle, O., Thimm, O.: 1996, *Atlas of high-resolution emission and shell lines in Be stars*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **116**, 309
- Harnden, F. R., Branduardi, G., Elvis, M., Gorenstein, P., Grindlay, J., Pye, J. P., Rossner, R., Topka, K., Vaiana, G. S.: 1979, *Discovery of an X-ray star association in VI Cygni (Cyg OB2)*, *Astrophys. J.* **234**, L51
- Harries, T. J., Howarth, I. D.: 1996, *Linear spectropolarimetry of the H α emission line of ζ Puppis*, *Astron. Astrophys.* **310**, 533
- Harries, T. J., Hillier, D. J., Howarth, I. D.: 1998, *A spectropolarimetric survey of northern hemisphere Wolf-Rayet stars*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **296**, 1072
- Haser, S.M., 1995, *Spektroskopie heißer Sterne der lokalen Gruppe im ultravioletten Spektralbereich*, Dissertation der Ludwig-Maximilians-Universität München
- Haser, S. M., Pauldrach, A. W. A., Lennon, D. J., Kudritzki, R.-P., Lennon, M., Puls, J., Voels, S. A.: 1998, *Quantitative UV spectroscopy of early O-stars in the Magellanic Clouds. The determination of the stellar metallicities*, *Astron. Astrophys.* **330**, 285
- Hawley, J. F., Smarr, L. L., Wilson, J. R.: 1984, *A numerical study of nonspherical black hole accretion*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **55**, 211
- Hedstrom, G. W.: 1979, *Nonreflecting Boundary Conditions for Nonlinear Hyperbolic Systems*, *J. Comp. Phys.* **30**, 222-237
- Henrichs, H. F., Kaper, L., Zwarthoed, G. A. A.: 1988, *Rapid variability in O star winds*, in: *ESA, Proceedings of the Celebratory Symposium on a Decade of UV Astronomy with the IUE Satellite*, Vol. **2**, p. 145
- Herrero, A., Kudritzki, R. P., Vilchez, J. M., Kunze, D., Butler, K., Haser, S.: 1992, *Intrinsic parameters of galactic luminous OB stars*, *Astron. Astrophys.* **261**, 209
- Hillier, D. J., Kudritzki, R.-P., Pauldrach, A. W. A., Baade, D., Cassinelli, J. P., Puls, J., Schmitt, J. H. M. M.: 1993, *The 0.1 - 2.5 keV X-ray spectrum of the O4f star ζ Puppis*, *Astron. Astrophys.* **276**, 117
- Howarth, I. D., Prinja, R. K.: 1989, *The stellar winds of 203 Galactic O-stars - A quantitative ultraviolet survey*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **69**, 527
- Howarth, I. D., Reid, A. H. N.: 1993, *UES and IUE observations of the O9.5 star HD 93521: Non-radial pulsations, wind, and distance*, *Astron. Astrophys.* **279**, 148

- Howarth, I. D., Prinja, R., Massa, D., 1995, *The IUE MEGA campaign: The rotationally modulated wind of ζ Puppis*, *Astrophys. J.* **452**, L65
- Hubeny, I., Heap, S. R., Lanz, T.: 1998, *Non-LTE Line-Blanketed Model Atmospheres of O Stars*, in: *Boulder-Munich II: Properties of hot, luminous stars*, ed. I. D. Howarth, ASP Conf. Ser. **131**, 108
- Hummel, W.: 1992, *Strahlungstransport in den Hüllen von Be-Sternen*, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum
- Ignace, R., Cassinelli, J. P., Bjorkman, J. E.: 1996, *Equatorial Wind Compression Effects across the H-R Diagram*, *Astrophys. J.* **459**, 671
- Ignace, R., Nordsieck, K. H., Cassinelli, J.: 1997, *The Hanle Effect as a Diagnostic of Magnetic Fields in Stellar Envelopes – I. Theoretical Results for Integrated Line Profiles*, *Astrophys. J.* **486**, 550
- Ignace, R., Cassinelli, J. P., Bjorkman, J. E.: 1998, *WCFields: A magnetic rotating stellar wind model from wind compression theory*, *Astrophys. J.* **505**, 910
- Käuffl, H.U.: 1993, *Infrared observations of atomic hydrogen lines in ζ Puppis*, *Astron. Astrophys.* **272**, 452
- Kaper, L.: 1993, *Wind variability in early-type stars*, Dissertation, Universität Amsterdam
- Kaper, L.: 1998, *Cyclical Variability in O-Star Winds (The H α Project)*, in: *Cyclical Variability in Stellar Winds*, ESO Astrophysical Symposia, eds. L. Kaper & A. W. Fullerton, p. 103
- Kaufer, A., Stahl, O., Wolf, B., Fullerton, A. W., Gäng, Th., Gummersbach, C. A., Jankovics, I., Kovacs, J., Mandel, H., Peitz, J., Rivinius, Th., Szeifert, Th.: 1997a, *Long-term spectroscopic monitoring of BA-type supergiants. I. H α spectroscopy of bright O-type stars*, *Astron. Astrophys.* **305**, 887
- Kaufer, A., Stahl, O., Wolf, B., Fullerton, A. W., Gäng, Th., Gummersbach, C. A., Jankovics, I., Kovacs, J., Mandel, H., Peitz, J., Rivinius, Th., Szeifert, Th.: 1997b, *Long-term spectroscopic monitoring of BA-type supergiants. II. High-velocity absorptions in β Ori and HD96919*, *Astron. Astrophys.* **314**, 599
- Kaufer, A., Stahl, O., Wolf, B., Fullerton, A. W., Gäng, Th., Gummersbach, C. A., Jankovics, I., Kovacs, J., Mandel, H., Peitz, J., Rivinius, Th., Szeifert, Th.: 1997c, *Long-term spectroscopic monitoring of BA-type supergiants. III. Variability of photospheric lines*, *Astron. Astrophys.* **320**, 273
- Kippenhahn, R., Weigert, A.: 1991 (KW), *Stellar Structure and Evolution*, 2nd Printing, Springer-Verlag Berlin Heidelberg
- Kiriakidis, M., Fricke, K. J., Glatzel, W.: 1993, *The stability of massive stars and its dependence on metallicity and opacity*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **264**, 50
- Koninx, J.-P., 1992, *Aspects of Stellar Wind Theory*, PhD thesis, Universität Utrecht
- Kudritzki, R. P., Pauldrach, A., Puls, J.: 1987, *Radiation-driven winds of hot luminous stars. II. Wind models for O-stars in the Magellanic Clouds*, *Astron. Astrophys.* **173**, 293
- Kudritzki, R.-P., Pauldrach, A. W. A., Puls, J., Abbott, D. C.: 1989, *Radiation-driven winds of hot stars – VI. Analytical solutions for wind models including the finite cone angle effect*, *Astron. Astrophys.* **219**, 205
- Kudritzki, R. P.: 1992, *The formation of weak metal lines in the atmosphere of O-stars – The role of microturbulence and transsonic matter outflow*, *Astron. Astrophys.* **266**, 395

- Kudritzki, R. P., Hummer, D. G., Pauldrach, A. W. A., Puls, J., Najarro, F., Imhoff, J.: 1992, *Radiation-driven winds of hot luminous stars. X. The determination of stellar masses, radii and distances from terminal velocities and mass-loss*, *Astron. Astrophys.* **257**, 655
- Kudritzki, R.P., Lennon, D. J., Puls, J., 1995 (Ku95), “*Quantitative Spectroscopy of Luminous Blue Stars in Distant Galaxies*”, in: *Science with the VLT*, ESO Astrophysics Symposia, eds. J.R. Walsh and I.J. Danziger, Springer, Heidelberg, p. 246
- Kudritzki, R.-P.: 1997 (Ku97), *Quantitative Spectroscopy of the Brightest Blue Supergiant Stars in Galaxies*, in: *Proceedings of the 8th Canary Winter School: Stellar Astrophysics for the Local Group - A first step to the Universe*, eds. A. Aparicio and A. Herrero, Cambridge University Press
- Kudritzki, R.-P., Springmann, U., Puls, J., Pauldrach, A. W. A., and Lennon, M.: 1998 (Ku98) *Stellar Wind Momentum in Galaxies and a New Parametrization of the Radiative Line Force*, in: *Boulder-Munich II: Properties of hot, luminous stars*, ed. I. D. Howarth, ASP Conf. Ser. **131**, 299
- Kudritzki, R.-P., Puls, J., Lennon, D. J., Venn, K. A., Reetz, J., McCarthy, J. K., Herrero, A.: 1999, *The wind momentum-luminosity relationship of galactic A- and B-supergiants*, eingereicht bei *Astron. Astrophys.*
- Kurucz, R. L.: 1979, *Model atmospheres for G, F, A, B and O stars*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **40**, 1
- Kurucz, R. L.: 1992 *Atomic and molecular data for opacity calculations*, *Rev. Mex. Astrofis.*, **23**, 45
- Kurucz, R. L.: 1995, *The Kurucz Smithsonian Atomic and Molecular Database*, in: *Astrophysical applications of powerful new databases*, eds. W. L. Wiese, S. J. Adelman, ASP Conf. Ser. **78**, p. 205
- Lamb, H.: 1932, *Hydrodynamics*, Dover (reprint, 1945), New York
- Lamers, H. J. G. L. M.: 1981, *Mass-loss from O and B stars*, *Astrophys. J.* **245**, 593
- Lamers, H. J. G. L. M., Waters, L. B. F. M.: 1984, *The infrared and radio spectrum of early-type stars with mass-loss. I. The curve-of-growth method*, *Astron. Astrophys.* **136**, 37
- Lamers, H. J. G. L. M., Waters, L. B. F. M.: 1984a, *The infrared and radio spectrum of early-type stars with mass-loss. III. The effect of coronae, hot blobs and clumping on the IR and radio spectrum*, *Astron. Astrophys.* **138**, 25
- Lamers, H. J. G. L. M., Cerruti-Sola, M., Perinotto, M.: 1987, *The SEI method for accurate and efficient calculations of line profiles in spherically symmetric stellar winds*, *Astrophys. J.* **314**, 726
- Lamers, H. J. G. L. M., Pauldrach, A. W. A.: 1991 (LP91), *The formation of outflowing disks around early-type stars by bi-stable radiation-driven winds*, *Astron. Astrophys.* **244**, L5
- Lamers, H. J. G. L. M., Leitherer C.: 1993, *What are the mass-loss rates from O stars?*, *Astrophys. J.* **412**, 771
- Lamers, H. G. L. L. M., Vink, J. S., de Koter, A., Cassinelli, J. P.: 1999, *Disks formed by rotation induced bi-stability*, in *Variable and Non-spherical Stellar Winds in Luminous Hot Stars*, IAU Coll. **169**, p. 159, eds. B. Wolf, O. Stahl, A. W. Fullerton, Springer, Heidelberg
- Landau, L. D., Lifschitz, E. M.: 1991 (LL), *Hydrodynamik, Lehrbuch der theoretischen Physik VI*, Akademie-Verlag, Berlin

- Langer, N., Hamann, W.-R., Lennon, M., Najarro, F., Pauldrach, A. W. A., Puls, J.: 1994, *Towards an understanding of very massive stars. A new evolutionary scenario relating O-stars, LBVs and Wolf-Rayet stars*, *Astron. Astrophys.* **290**, 819
- Langer, N.: 1998, *Coupled mass- and angular momentum-loss of massive main sequence stars*, *Astron. Astrophys.* **329**, 551
- Langer, N., Heger, A.: 1998, *The evolution of surface parameters of rotating massive stars*, in *Boulder-Munich II: Properties of hot, luminous stars*, ed. I. D. Howarth, ASP Conf. Ser. **131**, 76
- Leitherer, C.: 1988a, *H α as a tracer of mass-loss from OB stars*, *Astrophys. J.* **326**, 356
- Leitherer, C.: 1988b, *Observational and theoretical mass-loss rates of O stars in the Magellanic Clouds*, *Astrophys. J.* **334**, 626
- Leitherer, C., Robert, C.: 1991, *Observations of stellar winds from hot stars at 1.3 millimeters*, *Astrophys. J.* **377**, 629
- Leitherer, C., Robert, C., Drissen, L.: 1992, *Deposition of mass, momentum, and energy by massive stars into the interstellar medium*, *Astrophys. J.* **401**, 596
- Leitherer, C., Fritze-von Alvensleben, U., Huchra, J. (eds.): 1996, *From stars to galaxies: The impact of stellar physics on galaxy evolution*, ASP Conf. Ser. **98**
- Lennon, D. J., Dufton, P. L., Keenan, F. P., and Holmgren, D. E.: 1991, *On the nature of HD 93521, a high galactic latitude O-star*, *Astron. Astrophys.* **246**, 175-179
- Lepine, S., Moffat, A. F. J., Henriksen, R. N.: 1996, *Wind inhomogeneities in Wolf-Rayet stars - I. Search for scaling laws using wavelet transformations*, *Astrophys. J.* **466**, 392
- LeVeque, R. J.: 1998, *Nonlinear Conservation Laws and Finite Volume Methods*, in: LeVeque, R. J., Mihalas, D., Dorfi, E., Müller, E., *Computational methods for astrophysical fluid flow, Saas-Fee Advanced Course 27*, Springer, Berlin-Heidelberg
- Lucy, L. B.: 1967, *Gravity Darkening for stars with convective envelopes*, *Z. f. Astrophys.* **65**, 89
- Lucy, L. B., Solomon, P.: 1970, *Mass-loss by hot stars*, *Astrophys. J.* **159**, 879
- Lucy, L. B., White, R. L.: 1980, *X-ray emission from the winds of hot stars*, *Astrophys. J.* **241**, 300
- Lucy, L. B.: 1982, *X-ray emission from the winds of hot stars. II.*, *Astrophys. J.* **255**, 286
- Lucy, L. B.: 1984, *Wave amplification in line-driven winds*, *Astrophys. J.* **284**, 351
- Lucy, L. B., Abbott, D. C.: 1993, *Multiline transfer and the dynamics of Wolf-Rayet winds*, *Astrophys. J.* **405**, 738
- MacFarlane, J. J., Cassinelli, J. P.: 1989, *Shock-generated X-ray emission from the winds of hot stars*, *Astrophys. J.* **347**, 1090
- MacGregor, K. B., Friend, D. B., Gilliland, R. L.: 1992, *Winds from rotating, magnetic, hot stars: consequences for the rotational evolution of O and B stars*, *Astron. Astrophys.* **256**, 141
- Mac Low, M.-M., Langer, N., Garcia-Segura, G.: 1996, *Formation of the Homunculus nebula around η Carinae*, *Bull. American Astron. Soc.*, **188**, 38.06
- Maeder, A.: 1990, *Tables for massive star evolution at various metallicities*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **84**, 139
- Maeder, A.: 1991, *Massive star evolution*, in: *Proceedings of STSc - Starburst Galaxies 5*, ed. C. Leitherer, p. 97

- Maeder, A.: 1998, *The physics of rotational mixing in massive stars*, in *Boulder-Munich II: Properties of hot, luminous stars*, ed. I. D. Howarth, ASP Conf. Ser. **131**, 85
- Maeder, A.: 1999, *Astron. Astrophys.*, im Druck
- Massa, D. et al. (35 Autoren): 1995, *The IUE MEGA campaign: Wind variability and rotation in early-type stars*, *Astrophys. J.* **452**, L53
- Massa, D.: 1995, *HD 93521, ζ Ophiuchi, and the effects of rapid rotation on the atmospheres and winds of O9.5V stars*, *Astrophys. J.* **438**, 376
- Massa, D., Fullerton, A. W., Prinja, R. K.: 1998, *Rotational Modulation of B Supergiant Winds*, in: *Cyclical Variability in Stellar Winds*, ESO Astrophysical Symposia, eds. L. Kaper & A. W. Fullerton, p. 121
- Mazzali, P. A.: 1990, *The effect of stellar rotation on the properties of a radiatively driven stellar wind*, *Astron. Astrophys.* **238**, 191
- McCarthy, P. J., van Breugel, W., Heckman, T.: 1987, *Evidence for large-scale winds from starburst galaxies. – I. The nature of the ionized gas in M82 and NGC 253*, *Astron. J.* **93**, 264
- McCarthy, J. K., Lennon, D. J., Venn, K. A., Kudritzki, R. P., Puls, J., Najarro, F.: 1995 *Stellar Abundances and Winds of A-Type Supergiant Stars in M33: First Results from the Keck HIRES Spectrograph*, *Astrophys. J.* **455**, L135
- McCarthy, J. K., Kudritzki, R.-P., Lennon, D. J., Venn, K. A., Puls, J.: 1997, *Mass-Loss Rates and Stellar Wind Momenta of A-Supergiants in M31: First Results from the Keck HIRES Spectrograph*, *Astrophys. J.* **482**, 757
- Meynet, G.: 1998, *Massive-star models with rotation: New numerical results*, in *Boulder-Munich II: Properties of hot, luminous stars*, ed. I. D. Howarth, ASP Conf. Ser. **131**, 96
- Mihalas, D.: 1978, *Stellar Atmospheres*, 2nd Edition, W. H. Freeman and Company, San Francisco
- Mihalas, D.: 1979, *Curves of growth and line profiles in expanding and rotating atmospheres*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **189**, 671
- Moffat, A. F. J., Robert, C.: 1994, *Clumping and mass-loss in hot star winds*, *Astrophys. J.* **421**, 310
- Morton, D. C.: 1967, *The far-ultraviolet spectra of 6 stars in Ori*, *Astrophys. J.* **147**, 1017
- Mullan, D. J.: 1984, *Co-rotating interaction regions in stellar winds*, *Astrophys. J.* **283**, 303
- Mullan, D. J.: 1986, *Displaced narrow absorption components in the spectra of mass-losing OB stars – Indications of corotating interaction regions?*, *Astron. Astrophys.* **165**, 157
- Najarro F.: 1995, *Quantitative Optical and Infrared Spectroscopy of Extreme Luminous Blue Supergiants*, Dissertation der Ludwig-Maximilians-Universität München
- Okazaki, A. T.: 1991, *Long-term V/R variations of Be stars due to global one-armed oscillations of equatorial disks*, *PASJ* **43**, 75
- Orlov, A. A.: 1961, *Soviet Astron.*, **4**, 845
- Osaki, Y.: 1970, *The energy transfer in the convective envelope of a rotating star and the solar differential rotation*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **148**, 391
- Owocki, S. P., Rybicki, G. B.: 1984, *Instabilities in line-driven stellar winds. I. Dependence on perturbation wavelength*, *Astrophys. J.* **284**, 337
- Owocki, S. P., Castor, J. I., Rybicki, G. B.: 1988, *Time-dependent models of radiatively driven stellar winds. I. Non-linear evolution of instabilities for a pure absorption model*, *Astro-*

- phys. J.* **335**, 914
- Owocki, S. P.: 1991, *A smooth source function method for including scattering in radiatively driven wind simulations*, in *Stellar atmospheres: Beyond classical models*, eds. L. Crivellari, I. Hubeny, D. G. Hummer, Kluwer, Dordrecht, p. 235
- Owocki, S. P.: 1994, *The basic physics of hot-star winds*, in: *Pulsation, Rotation and Mass Loss in Early-Type Stars*, IAU Symp. No. **162**, eds. L. A. Balona et al., p. 475
- Owocki, S.P., Fullerton, A.W., Puls, J.: 1994, in: *Instability and Variability of Hot Star Winds*, eds. A. F. J. Moffat, S. P. Owocki, A. W. Fullerton, Nicole St.-Louis, Kluwer, Dordrecht
- Owocki, S. P., Cranmer, S. R., Blondin, J. M.: 1994 (OCB), *Two-dimensional hydrodynamical simulations of wind-compressed disks around rapidly rotating B stars*, *Astrophys. J.* **424**, 887
- Owocki S. P. , Cranmer, S. R., Gayley, K. G.: 1996, *Inhibition for wind compressed disk formation by non-radial line-forces in rotating hot-star winds*, *Astrophys. J.* **472**, L115
- Owocki S. P. , Cranmer, S. R. , Gayley, K. G.: 1997, *Latitudinal Dependence of Radiatively Driven Mass-loss from Rapidly Rotating Hot-stars*, in: *Proceedings of Workshop on B[e] stars*, Paris 1997, ed. A. Hubert, Kluwer
- Owocki, S. P., Gayley, K. G., Cranmer S. R.: 1998a, *Effects of gravity darkening on radiatively driven mass-loss from rapidly rotating stars*, in: *Boulder-Munich II: Properties of hot, luminous stars*, ed. I. D. Howarth, ASP Conf. Ser. **131**, 237
- Owocki, S. P.: 1998b, *Modelling variability in hot-star winds*, in: *Cyclical Variability in Stellar Winds*, ESO Astrophysical Symposia, eds. L. Kaper & A. W. Fullerton, p. 325
- Panagia, N., Felli, M.: 1975, *The spectrum of the free-free radiation from extended envelopes*, *Astron. Astrophys.* **39**, 1
- Papaloizou, J. C. B., Whelan, J. A. J.: 1973, *The structure of rotating stars: The J^2 method and results for uniform rotation*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **164**, 1
- Pauldrach, A. W. A., Puls, J., Kudritzki, R. P.: 1986 (PPK), *Radiation-driven winds of hot luminous stars. Improvement of the theory and first results*, *Astron. Astrophys.* **164**, 86
- Pauldrach, A. W. A.: 1987, *Radiation-driven winds of hot luminous stars – III. Detailed statistical equilibrium calculations for Hydrogen to Zinc*, *Astron. Astrophys.* **183**, 295
- Pauldrach, A. W. A., Kudritzki, R. P., Puls, J.: 1988, *Radiation-driven winds of hot luminous stars. V. Wind models for central stars of planetary nebulae*, *Astron. Astrophys.* **207**, 123
- Pauldrach, A. W. A., Kudritzki, R. P., Puls, J., Butler, K.: 1990, *Radiation-driven winds of hot luminous stars – VII. The evolution of massive stars and the morphology of stellar spectra*, *Astron. Astrophys.* **228**, 125
- Pauldrach, A. W. A., Puls, J.: 1990, *Radiation-driven winds of hot luminous stars – VIII. The bistable wind of the luminous blue variable P Cygni (B1 Ia⁺)*, *Astron. Astrophys.* **237**, 409-424
- Pauldrach, A. W. A., Kudritzki, R. P., Puls, J., Butler, K., Hunsinger, J.: 1994 (Pa94), *Radiation driven winds of hot luminous stars – XII. A first step towards detailed UV line diagnostics of O-stars*, *Astron. Astrophys.* **283**, 525
- Pauldrach, A. W. A., Lennon, M., Hoffmann, T. L., Sellmaier, F., Kudritzki, R.-P., Puls, J.: 1998, *Realistic models for expanding atmospheres*, in: *Boulder-Munich II: Properties of hot, luminous stars*, ed. I. D. Howarth, ASP Conf. Ser. **131**, 258

- Petrenz, P.: 1994, *Linienentstehung in stellaren Winden heißer Sterne - Einfluß der differentiellen Rotation auf Resonanzlinien und die Bestimmung der Massenverlustrate aus H_{α}* , Diplomarbeit, Universität München
- Petrenz P., Puls, J.: 1996 (PP96), *H_{α} line formation in hot-star winds - The influence of rotation*, *Astron. Astrophys.* **312**, 195
- Prinja, R. K., Howarth, I. D.: 1986, *Narrow absorption components and variability in ultraviolet P Cygni profiles of early-type stars*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **61**, 357
- Prinja, R. K.: 1988, *Evidence for rotationally modulated variability in O-star winds*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **231**, 21
- Prinja, R. K.: 1992, *UV P Cygni profile variability in O stars*, in: *Nonisotropic and Variable Outflows from Stars* ASP Conf. Ser., Vol. **22**, eds. L. Drissen et al., p. 167
- Prinja, R. K., Fullerton, A. W.: 1994, *Low-velocity Variability in the Stellar Wind of HD 152408 (O8: Iafpe)*, *Astrophys. J.* **426**, 345-356
- Prinja, R. K., Fullerton, A. W., Crowther, P. A.: 1996, *Variability in the optical wind lines of HD 151804 (O8 Iaf)*, *Astron. Astrophys.* **311**, 264-272
- Prinja, R. K.: 1998, *Systematic Variability in OB-Star Winds*, in: *Cyclical Variability in Stellar Winds*, ESO Astrophysical Symposia, eds. L. Kaper & A. W. Fullerton, p. 93
- Puls, J.: 1987, *Radiation driven winds of hot luminous stars - IV. The influence of multi-line effects*, *Astron. Astrophys.* **184**, 227
- Puls, J., Owocki, S. P., Fullerton, A. W.: 1993, *On the synthesis of resonance lines in dynamical models of structured hot-star winds*, *Astron. Astrophys.* **279**, 457
- Puls, J., Pauldrach, A. W. A., Kudritzki, R. P., Owocki, S. P., Najarro, F.: 1993, *Radiation driven winds of hot stars - Some remarks on stationary models and spectrum synthesis in time-dependent simulations*, in: *Reviews in Modern Astronomy* **6**, ed. G. Klare, (Springer, Heidelberg), p. 271
- Puls, J.: 1993 (Pu93), *Winde heißer massereicher Sterne - Theoretische Ansätze und diagnostische Methoden*, Habilitationsschrift, Ludwig-Maximilians-Universität München
- Puls, J., Kudritzki, R. P., Herrero, A., Pauldrach, A. W. A., Haser, S. M., Lennon, D. J., Gabler, R., Voels, S. A., Vilchez, J. M., Wachter, S., Feldmeier, A.: 1996 (Pu96), *O-star mass-loss and wind-momentum rates in the Galaxy and the Magellanic Clouds - Observations and theoretical predictions*, *Astron. Astrophys.* **305**, 171
- Puls, J., Springmann, U., Owocki, S.P.: 1998 (Pu98), *Metallicity Dependence of Stellar Outflows and their Variability*, in: *Cyclical Variability in Stellar Winds*, ESO Astrophysical Symposia, eds. L. Kaper & A. W. Fullerton, p. 389
- Puls, J., Petrenz, P., Owocki, S.P.: 1999 (PPO), *Non-spherical radiation-driven wind models in Variable and Non-spherical Stellar Winds in Luminous Hot Stars*, IAU Coll. **169**, p. 131, eds. B. Wolf, O. Stahl, A. W. Fullerton, Springer, Heidelberg
- Puls, J., Springmann, U., Lennon, M.: 1999 (Pu99), *Radiation Driven Winds of Hot Luminous Stars - XIV. Line statistics and radiative driving*, eingereicht bei *Astron. Astrophys.*
- Reid, A. H. N., Howarth, I. D.: 1996, *Optical time-series spectroscopy of the O4 supergiant ζ Puppis*, *Astron. Astrophys.* **311**, 616-630
- Reile, C., Gehren, T.: 1991, *Numerical simulation of photospheric convection in solar-type stars - I. Hydrodynamical test calculations*, *Astron. Astrophys.* **242**, 142

- Richtmyer, R.D., Morton, K.W.: 1967, *Difference Methods for Initial-Value Problems*, 2nd ed., Wiley Interscience, New York
- Rivinius, Th., Baade, D., Štefl, S., Stahl, O., Wolf, B., Kaufer, A.: 1998a, *Stellar and circumstellar activity of the Be star μ Cen* – I: Line emission outbursts*, *Astron. Astrophys.* **333**, 125
- Rivinius, Th., Baade, D., Štefl, S., Stahl, O., Wolf, B., Kaufer, A.: 1998b, *Stellar and circumstellar activity of the Be star μ Cen* – II: Multi-periodic low-order line profile variability*, *Astron. Astrophys.* **336**, 177
- Roache, P. J.: 1982, *Computational Fluid Dynamics*, Hermosa Publishers, Albuquerque
- Robert, C., Moffat, A. F. J.: 1990, *The velocity law in the winds of Wolf-Rayet stars, based on the kinematics of propagating blobs*, in: *Properties of hot luminous stars*, ASP Conf. Ser. **7**, 271
- Róczycka, M.: 1985, *Two-dimensional models of stellar wind bubbles – I. Numerical methods and their application to the investigation of outer shell instabilities*, *Astron. Astrophys.* **143**, 59
- Runacres, M. C., Blomme, R.: 1996, *The infrared and radio continuum of early-type stars*, *Astron. Astrophys.* **309**, 544
- Rybicki, G. B., Hummer, D. G.: 1978 (RH), *A generalization of the Sobolev method for flows with nonlocal radiative coupling*, *ApJ* **219**, 654
- Rybicki, G. B., Owocki, S. P., Castor, J. I.: 1990, *Instabilities in line-driven stellar winds. IV. Linear perturbations in three dimensions*, *Astrophys. J.* **349**, 274
- Schaerer, D., de Koter, A., Schmutz, W., Maeder, A.: 1996a, *Combined stellar structure and atmosphere models for massive stars. I. Interior evolution and wind properties on the main sequence*, *Astron. Astrophys.* **310**, 837
- Schaerer, D., de Koter A., Schmutz, W., Maeder, A.: 1996b, *Combined stellar structure and atmosphere models for massive stars. II. Spectral evolution on the main sequence*, *Astron. Astrophys.* **312**, 475
- Schmutz, W.: 1991, *Non-LTE of hot stars including line-blanketing*, in *Stellar atmospheres: Beyond classical models*, eds. L. Crivellari, I. Hubeny, D. G. Hummer, Kluwer, Dordrecht, p. 191
- Schwarz, H. R.: 1980, *Methode der finiten Elemente*, Teubner, Stuttgart
- Scuderi, S., Bonanno, G., Di Benedetto, R., Spadaro, D., Panagia, N.: 1992, *H α observations of early-type stars*, *Astrophys. J.* **392**, 201
- Scuderi, S., Panagia, N., Stanghellini, C., Triglio, C., Umana, G.: 1998, *Radio observations of stellar winds from early-type stars*, *Astron. Astrophys.* **332**, 251
- Seaton, M. J.: 1958, *The quantum defect method*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **118**, 504
- Seaton, M. J.: 1995, *The opacity project*, Institute of Physics Pub., Bristol (UK), Philadelphia
- Sellmaier, F.: 1996, *NLTE-Lineblocking in Modellatmosphären heißer Sterne mit radiativ getriebenen Winden*, Dissertation der Ludwig-Maximilians-Universität München
- Seward, F. D., Forman, W. R., Giacconi, R., Griffiths, R. E., Harnden, F.-R., Jones, C., Pye, J. P.: 1979, *X rays from η Carinae and the surrounding nebulae*, *Astrophys. J.* **234**, L55
- Shlosman, I., Vitello, P., 1993, *Winds from accretion disks – Ultraviolet line formation in cataclysmic variables*, *Astrophys. J.* **409**, 372
- Snow, T. P.: 1981, *Stellar winds and mass-loss rates from Be stars*, *Astrophys. J.* **251**, 139

- Snow, T. P.: 1982, *The extension of OB star winds to lower luminosities*, ApJ **253**, L39
- Sobolev, V. V.: 1957, *Soviet Astr.* **1**,678
- Springmann, U. W. E., Pauldrach, A. W. A.: 1992, *Radiation winds of hot luminous stars. – XI. Frictional heating in a multicomponent stellar wind plasma and decoupling of radiatively accelerated ions*, *Astron. Astrophys.* **262**, 515
- Springmann, U.: 1997, *Untersuchungen zur Theorie strahlungsdruckgetriebener Winde von Wolf-Rayet-Sternen*, Dissertation der Ludwig-Maximilians-Universität München
- Stahl, O., Kaufer, A., Rivinius, Th., Szeifert, Th., Wolf, B., Gäng, Th., Gummertsbach, C. A., Jankovics, I., Kovas, J., Mandel, H., Pakull, M. W., and Peitz, J.: 1996, *Phase-locked photospheric and stellar-wind variations of Θ^1 Orionis C**, *Astron. Astrophys.* **312**, 539
- Stahl, O., Wolf, B., Aab, O., Smolinski, J.: 1991, *Stellar wind properties of A-type hypergiants*, *Astron. Astrophys.* **252**, 693
- Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., Adelberger, K. L.: 1996, *Spectroscopic confirmation of a population of normal star-forming galaxies at redshifts $z > 3$* , *Astrophys. J.* **462**, L17
- Stone, J. M., Norman, M. L.: 1992 (SN92) *ZEUS-2D: A radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two spatial dimensions. I. The hydrodynamic algorithms and test*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **80**, 753
- Sweet, P. A.: 1950, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **110**, 548
- Taresch, G., Kudritzki, R.-P., Hurwitz, M., Bowyer, S., Pauldrach, A. W. A., Puls, J., Butler, K., Lennon, D. J., Haser, S. M.: 1997, *Quantitative analysis of the FUV, UV and optical spectrum of the O3 star HD 93129A*, *Astron. Astrophys.* **321**, 531
- Tassoul, J.-L.: 1978, *Theory of rotating stars*, Princeton University Press, Princeton
- Taylor, A. R., Waters, L. B. F. M., Lamers, H. J. G. L. M., Persi, P., Bjorkman, K. S.: 1987, *Radio detection of the Be star ψ Persei*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **228**, 811
- Telting, J., Schrijvers, C.: 1998, *Line-profile variability as a diagnostic for non-radial pulsation mode identification*, in: *Cyclical Variability in Stellar Winds*, ESO Astrophysical Symposia, eds. L. Kaper & A. W. Fullerton, p. 187
- Thompson, K. W.: 1987, *Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems*, *J. Comp. Phys.* **68**, 1
- Thompson, K. W.: 1990, *Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems, II*, *J. Comp. Phys.* **89**, 439
- Tscharnutter, W.-M., Winkler, K.-H.: 1979, *Comput. Phys. Comm.* **17**, 171
- Vakili, F., Mourard, D., Stee, P.: 1994, *Optical resolution of Be star envelopes*, in: *Pulsation, Rotation and Mass Loss in Early-Type Stars*, IAU Symp. No. **162**, eds. L. A. Balona et al., p. 435
- Vakili, F., Mourard, D., Stee, P., Bonneau, D.: 1999, *Optical interferometry of non-spherical winds*, in: *Variable and Non-spherical Stellar Winds in Luminous Hot Stars*, IAU Coll. **169**, p. 87, eds. B. Wolf, O. Stahl, A. W. Fullerton, Springer, Heidelberg
- Vakili, F., Mourard, D., Stee, Ph., Bonneau, D., Berio, P., Chesneau, O., Thureau, N., Morand, F., Labeyrie, A., Tallon-Bosc, I.: 1998, *Evidence for one-armed oscillations in the equatorial disc of ζ Tauri from GI2T spectrally resolved interferometry*, *Astron. Astrophys.* **335**, 261
- van Leer, B.: 1977, *Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme IV. A New Approach to Numerical Convection*, *J. Comp. Phys.* **23**, 276-299

- Wade, R. A., Rucinski, S. M.: 1985, *Linear and quadratic limb-darkening coefficients for a large grid of LTE model atmospheres*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **60**, 471
- Waters, L. B. F. M., Coté, J., Lamers, H. J. G. L. M.: 1987, *IRAS observations of Be stars. II. Far-IR characteristics and mass-loss rates*, *Astron. Astrophys.* **185**, 206
- Waters, L. B. F. M., Taylor, A. R., van den Heuvel, E. P. J., Habets, G. M. H. J., Persi, P.: 1988, *Evidence for low-velocity winds in Be/X-ray binaries*, *Astron. Astrophys.* **198**, 200
- Waters, L. B. F. M., Marlborough, J. M.: 1992, *Hydrogen infrared recombination line profiles in Be star winds*, *Astron. Astrophys.* **253**, L25
- Whitham, G.B.: 1974, *Linear and nonlinear waves*, Wiley-Interscience, New York
- Wright, A. E., Barlow, M. J.: 1975, *The radio and infrared spectrum of early-type stars undergoing mass-loss*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **170**, 41
- von Zeipel, H.: 1924, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **84**, 702
- Zickgraf, F.-J., Wolf, B., Stahl, O., Leitherer, C., Appenzeller, I.: 1986, *B[e] supergiants of the Magellanic Clouds*, *Astron. Astrophys.* **163**, 119
- Zickgraf, F.-J.: 1999, *Disk winds of B[e] supergiants*, in: *Variable and Non-spherical Stellar Winds in Luminous Hot Stars*, IAU Coll. **169**, p. 40, eds. B. Wolf, O. Stahl, A. W. Fullerton, Springer, Heidelberg

A

Anhang

A.1 Die Sobolevnäherung

Während in einem statischen Medium die Absorption von Strahlung einer Frequenz ν_0 in einer Linie mit gleicher Übergangsfrequenz an jedem Ort möglich ist, kann dies in bewegten Medien aufgrund des Dopplereffektes nur in räumlich begrenzten Bereichen, den *Resonanzzonen*, geschehen. Die Sobolevnäherung sagt nun aus, daß sich diese an sich räumlich ausgedehnten 3-D Resonanzzonen auf eine 2-D Fläche im Wind reduzieren, d.h. man kann die Linienstrahlungsbeschleunigung längs einer Richtung \vec{n} an einem Ort \vec{r} *lokal* nähern und in dieser Richtung die *Makrovariablen des Strahlungstransportes* (wie Linienopazitäten und Quellfunktion) als *konstant über die Resonanzzone* betrachten. Die Bedingung, daß ein Photon der Frequenz ν mit einer Linie der Frequenz ν_0 wechselwirken kann, lautet

$$\frac{\vec{n}\vec{v}}{c} = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \equiv \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \quad (\text{Resonanzbedingung}). \quad (\text{A.1})$$

Die Breite der Resonanzzone Δl ergibt sich durch die Richtungsableitung dieser Bedingung längs \vec{n} (d.h. nach l , mit $\vec{n} \cdot \nabla (\vec{n}\vec{v}) \equiv dv_l/dl$, wobei l die Länge der Strecke längs \vec{n} bezeichnet):

$$\Delta l = \frac{c}{\nu_0} \frac{\Delta\nu}{dv_l} dl.$$

Für ein Doppler-verbreitertes Profil beträgt die Linienbreite $\Delta\nu \approx \nu_0 (v_{\text{therm}}/c)$, womit für die *Sobolevlänge* L_S folgt:

$$L_S \equiv \Delta l = v_{\text{therm}} / (dv_l/dl) \stackrel{!}{\ll} l_0.$$

l_0 bezeichnet hier typische Längenskalen im Wind.

Somit ergibt sich als *erste* Forderung für die Gültigkeit der Sobolevnäherung ein *großer Geschwindigkeitsgradient*. Ersetzt man diesen in erster Näherung durch einen Quotienten aus für den Wind typischen Größen, so erhält man:

$$L_S = (v_{\text{therm}}/v_0) \cdot l_0,$$

d.h. die *zweite* Forderung lautet, daß die Geschwindigkeiten groß im Vergleich zu v_{therm} sein müssen. Dies ist für schwere Metallionen ($v_{\text{therm}} \sim m_{\text{ion}}^{-1/2}$) bis weit unterhalb des Schallpunktes erfüllt (vgl. Kudritzki 1992), jedoch für leichte Elemente (z.B. H, He) gilt diese Näherung nur im Überschallbereich, weshalb sie auch *Überschallnäherung* anstatt (wie es korrekt wäre) „überthermische“ Näherung genannt wird.

A.2 Analytische Ausdrücke

A.2.1 Zu Kapitel 4.1: Φ' und $d\mu/d\mu_0$

Gleichung (4.10) für den Azimutalwinkel Φ' in der Orbitalebene (vgl. Abb. 4.1) kann durch Lösung der Differentialgleichung, die man durch Bilden des Quotienten der radialen und azimutalen Komponente in der Orbitalebene erhält v'_r/v'_Φ , gelöst werden:

$$\frac{dx}{d\Phi'} = x^2 \left[\frac{v_\infty(\Theta_0)}{\sin \Theta_0 v_{\text{rot}}} \right] \left(1 - \frac{b}{x} \right)^\beta$$

(vgl. BC, Gl. 16). Mit der Anfangsbedingung $\Phi'(x_i \equiv 1) := 0$, erhält man

$$\Phi' = \underbrace{\frac{1}{b(1-\beta)} \left\{ \left(1 - \frac{b}{x} \right)^{1-\beta} - (1-b)^{1-\beta} \right\}}_{\equiv C_0} \times \frac{\sin \Theta_0 v_{\text{rot}}}{\zeta v_{\text{esc}} (1 - \sin \Theta_0 (v_{\text{rot}}/v_{\text{crit}}))^\gamma}, \quad (\text{A.2})$$

was mit Gl. (13) identisch ist. Falls $\beta = 1$, führt die L'Hospitale'sche Näherung zu:

$$C_0 = \frac{1}{b} (\ln(1 - b/x) - \ln(1 - b)). \quad (\text{A.3})$$

Mit der Transformation (BC, Eq. 19) $\cos \Theta = \cos \Theta_0 \cos \Phi'$ und $\mu = \cos \Theta$ erhalten wir zum einen folgende Differentialgleichung:

$$\frac{d\mu}{d\mu_0} = \cos \Phi' + \frac{\cos^2 \Theta_0}{\sin \Theta_0} \frac{d\Phi'}{d(\sin \Theta_0)} \sin \Phi'. \quad (\text{A.4})$$

Andererseits folgt aus der Differentiation von Gl. (A1) für Φ' nach $\sin \Theta_0$:

$$\frac{d\Phi'}{d(\sin \Theta_0)} = \frac{\Phi'}{\sin \Theta_0} \left[1 + \gamma \frac{(v_{\text{rot}}/v_{\text{crit}}) \sin \Theta_0}{1 - \sin \Theta_0 (v_{\text{rot}}/v_{\text{crit}})} \right] + \frac{v_{\text{rot}} \sin \Theta_0}{v_\infty(\Theta_0)} \frac{dC_0}{d \sin \Theta_0}, \quad (\text{A.5})$$

wobei wir im Gegensatz zu BC (siehe ihre Gl. (24,25)) einen zusätzlichen Term finden, da b von Θ_0 abhängt. $dC_0/d \sin \Theta_0$ ist durch

$$\frac{dC_0}{d \sin \Theta_0} = \frac{dC_0}{db} \frac{db}{d \sin \Theta_0},$$

mit

$$\frac{db}{d \sin \Theta_0} = \left(\frac{v_{\text{min}}}{v_\infty(\Theta_0)} \right)^{1/\beta} \frac{(-\gamma) v_{\text{rot}}}{\beta (1 - \sin \Theta_0 (v_{\text{rot}}/v_{\text{crit}})) v_{\text{crit}}}$$

und

$$\frac{dC_0}{db} = \begin{cases} \frac{(b/x)(\beta-1)(1-b/x)^{-\beta} - (1-b/x)^{1-\beta}}{b^2(1-\beta)} + \frac{b(1-\beta)(1-b)^{-\beta} + (1-b)^{1-\beta}}{b^2(1-\beta)} & \beta \neq 1 \\ \frac{-((b/x)(1-b/x)^{-1} - \ln(1-b/x))}{b^2} + \frac{b(1-b)^{-1} + \ln(1-b)}{b^2} & \beta = 1 \end{cases}$$

gegeben.

Im Grenzfall $\Theta_0 \rightarrow 0$ (d.h. am Pol), folgt mit

$$\sin \Theta_0 = 0, \quad \cos \Theta_0 = 1, \quad \Phi' \approx 0, \quad \sin \Phi' \approx \Phi', \quad \sin \Phi' = 0, \quad \cos \Phi' = 1$$

und Gl. (A1),(A4)

$$\frac{\cos^2 \Theta_0}{\sin \Theta_0} \sin \Phi' \frac{d\Phi'}{d(\sin \Theta_0)} \approx \frac{C_0 v_{\text{rot}}}{\zeta v_{\text{esc}}} \frac{d\Phi'}{d(\sin \Theta_0)} \approx \left(\frac{C_0 v_{\text{rot}}}{\zeta v_{\text{esc}}} \right)^2$$

der einfache Ausdruck:

$$\left. \frac{d\mu}{d\mu_0} \right|_{\Theta_0=0} = 1 + \left(\frac{C_0 v_{\text{rot}}}{\zeta v_{\text{esc}}} \right)^2.$$

A.2.2 Zu Kapitel 4.2.2: Lösung von Integralen

Die in Kap. 4.2.2 auftretenden Integrale haben die Form

$$\int_{x_{\min}=0}^{x_{\max}=\infty} \frac{x^{\alpha-2} \exp(-xf)}{f} C dx, \quad (\alpha \in]0, 1[) \quad (\text{A.6})$$

mit beliebigen Funktionen f, C , die nicht von x abhängen.

Durch partielle Integration $\int_0^\infty f g' = f g|_0^\infty - \int_0^\infty g f'$, wobei $g' \equiv x^{\alpha-2}$ und $f \equiv \exp(-xf)/f$, folgt:

$$\int_{x_{\min}=0}^{x_{\max}=\infty} \frac{x^{\alpha-2} \exp(-xf(a))}{f(a)} C dx = \lim_{x_{\min} \rightarrow 0} \frac{1}{\alpha-1} x_{\min}^{\alpha-1} \frac{C}{f} + \frac{1}{1-\alpha} \Gamma(\alpha) C \quad (\text{A.7})$$

A.3 Charakteristiken und Randbedingungen

Im folgenden skizzieren wir einen allgemeinen Formalismus zur Beschreibung von Randbedingungen hyperbolischer PDGL-Systeme. Wir beschränken uns in der Darstellung auf das Prinzip. Eine weitergehende Diskussion mit zahlreichen Anwendungsbeispielen findet sich in Thompson (1987, 1990). Da in diesen Arbeiten die Formulierung in sphärischen Polarkoordinaten nicht angegeben ist, wollen wir das an dieser Stelle tun.

A.3.1 Charakteristische Analyse

Die Behandlung der Randbedingungen für hyperbolische PDGL erfolgt nach der Riemannschen Charakteristikenmethode (siehe z.B. Whitham 1974, Chorin & Marsden 1990, Landau-Lifschitz 1991). Bei dieser werden die hyperbolischen Gleichungen in *Wellenmoden* bestimmter Geschwindigkeit zerlegt. Im folgenden führen wir diese Analyse für eine ausgezeichnete Richtung x durch: Bezeichne $\tilde{\mathbf{U}} = (\rho, \rho v_x, \rho v_y, \dots)$ den Vektor der konservativen Variablen, $\tilde{\mathbf{F}} = (\rho v_x, \rho v_x v_x, \rho v_y v_x \dots)$ den Flußvektor in Richtung x , und seien in $\tilde{\mathbf{C}}$ alle inhomogenen Terme absorbiert, die keine Ableitung einzelner Komponenten von $\tilde{\mathbf{U}}$ nach x (z.B. Quellterme, wie die Gravitationsbeschleunigung¹), bzw. im mehrdimensionalen Fall nur Ableitungen nach den anderen räumlichen Koordinaten (y, z) enthalten. So läßt sich das System der m hydrodynamischen Gleichungen in seiner konservativen Form schreiben als:

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{U}}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{\mathbf{F}}}{\partial x} + \tilde{\mathbf{C}} = 0 \quad \text{mit: } \dim \tilde{\mathbf{U}} = m. \quad (\text{A.8})$$

Einige Umformungen liefern die primitive Form des Systems:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathcal{A} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x} + \mathbf{C} = 0, \quad (\text{A.9})$$

mit dem Vektor der primitiven Variablen $\mathbf{U} = (\rho, v_x, v_y, \dots)$, den inhomogenen Termen $\mathbf{C} = \mathcal{P}^{-1} \tilde{\mathbf{C}}$ und der Matrix $\mathcal{A} = \mathcal{P}^{-1} \mathcal{Q}$ (wobei \mathcal{P} die Jacobi-Matrix $\mathcal{P}_{ij} = \partial \tilde{U}_i / \partial U_j$ ($i, j = 1 \dots m$) ist und die Komponenten von \mathcal{Q} durch $\mathcal{Q}_{ij} = \partial \tilde{F}_i / \partial U_j$ gegeben sind).

Bestimmt man über das charakteristische Polynom die *Eigenwerte* $\lambda_1 \dots \lambda_m$ von \mathcal{A} , so sind diese für *hyperbolische* Systeme *reell*, mit $\lambda_1 \leq \lambda_2 \dots \leq \lambda_m$. Die Diagonalmatrix der Eigenwerte Λ ($\Lambda_{ij} = \lambda_i$ für $i = j$, $\Lambda_{ij} = 0$ für $i \neq j$) erhält man über die Ähnlichkeitstransformation:

$$\mathcal{S}^{-1} \mathcal{A} \mathcal{S} = \Lambda. \quad (\text{A.10})$$

Dabei sind die Zeilen von \mathcal{S}^{-1} die linksseitigen Eigenvektoren \mathbf{l}_i^T ($i = 1 \dots m$) von \mathcal{A} , mit $\mathbf{l}_i^T \mathcal{A} = \lambda_i \mathbf{l}_i^T$. Wendet man diese Transformation auf Gl. (A.9) an, so folgt:

$$\mathcal{S}^{-1} \frac{\partial \tilde{\mathbf{U}}}{\partial t} + \Lambda \mathcal{S}^{-1} + \mathcal{S}^{-1} \mathbf{C} = 0 \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{l}_i^T \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \lambda_i \mathbf{l}_i^T \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x} + \mathbf{l}_i^T \mathbf{C} = 0, \quad i = 1 \dots m. \quad (\text{A.11})$$

¹Für die Linienstrahlungsbeschleunigung, die Ableitungen der Form dv_x/dx enthält, wird am Sternrand $g^{\text{lines}} \equiv 0$ angenommen. Deshalb braucht sie formell nicht explizit mitberücksichtigt zu werden. Als weitere Vereinfachung vernachlässigen wir am Sternrand möglicherweise auftretende gravoakustische Wellen, wie sie beispielsweise bei kühlen Sternen (siehe z.B. Reile & Gehren 1991) und Überriesen beobachtet werden.

Definiert man den Vektor der Funktionen \mathbf{V} gemäß²

$$dV_i = \mathbf{l}_i^T d\mathbf{U} + \mathbf{l}_i^T \mathbf{C} dt, \quad i = 1 \dots m, \quad (\text{A.12})$$

so folgt:

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + \lambda_i \frac{\partial V_i}{\partial x} = 0, \quad i = 1 \dots m. \quad (\text{A.13})$$

Dies entspricht einem Satz von *Wellengleichungen* mit *charakteristischen Geschwindigkeiten* λ_i . Jede Wellenamplitude V_i ist konstant entlang der Kurve C_i in der x - t -Ebene, die durch das Steigungsfeld $dx/dt = \lambda_i$ gegeben ist. Die Kurven C_i werden *Charakteristiken* genannt, und die auf ihnen konstanten Größen V_i *Riemannsche Invarianten*. Längs der Charakteristiken breiten sich Störungen im Rechengebiet aus.

Man kann nun Gl. (A.11) auf eine für die Behandlung der Randbedingungen geeignetere Form bringen, indem man den Vektor \mathbf{L} definiert:

$$L_i \equiv \lambda_i \mathbf{l}_i^T \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x}, \quad i = 1 \dots m. \quad (\text{A.14})$$

Damit erhält man aus Gl. (A.11) eine neue Form des ursprünglichen Systems (Gl. (A.8)):

$$\mathcal{S}^{-1} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{L} + \mathcal{S}^{-1} \mathbf{C} = 0, \quad i = 1 \dots m \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{l}_i^T \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + L_i + \mathbf{l}_i^T \mathbf{C} = 0. \quad (\text{A.15})$$

Die L_i hängen mit den Riemannschen Invarianten \mathbf{V}_i über $L_i = \lambda_i (\partial \mathbf{V}_i / \partial x)$ zusammen, und man kann über sie in natürlicher Weise die Randbedingungen spezifizieren (siehe Kap. A.3.2). Durch *Rücktransformation*, d.h. Multiplikation von Gl. (A.15) mit \mathcal{S} , folgt die primitive Form:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathcal{S} \mathbf{L} + \mathbf{C} = 0. \quad (\text{A.16})$$

Mit den *am Rand* so berechneten Ableitungen des Vektors der primitiven Variablen \mathbf{U} lassen sich die hydrodynamischen Gleichungen bis zum nächsten Zeitpunkt integrieren, so z.B. für $U_1 = \rho$: $\rho(t^{n+1}) = \rho(t^n) + \Delta t (\partial \rho(t^n) / \partial t)$.

Ausdrücke für die Komponenten L_i . Die charakteristische Analyse von Gl. (3.4) - (3.8) in radialer bzw. polarer Richtung liefert eine neue Form der Gleichungen (unter der Annahme, daß Azimutalsymmetrie vorliegt, also alle Ableitungen nach Φ gleich Null sind). Diese stellt nur eine Umformulierung der ursprünglichen Gleichungen dar und erlaubt eine elegante Formulierung nichtreflektierender Randbedingungen (siehe weiter unten):

Radiale Richtung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + L_1 + L_2 + L_5 + C_1 = 0 \quad (\text{A.17})$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} - \frac{v_{\text{sound}}}{\rho} L_1 + \frac{v_{\text{sound}}}{\rho} L_5 + C_2 = 0 \quad (\text{A.18})$$

$$\frac{\partial v_\Theta}{\partial t} + L_3 + C_3 = 0 \quad (\text{A.19})$$

$$\frac{\partial v_\Phi}{\partial t} + L_4 + C_4 = 0 \quad (\text{A.20})$$

²Bezüglich einer mathematischen Diskussion siehe Whitham 1974, S. 124.

$$\lambda_1 = v_r - v_{\text{sound}}, \lambda_2 = \lambda_3 (= \lambda_4) = v_r, \lambda_5 = v_r + v_{\text{sound}} \quad (\text{A.21})$$

$$C_1 = \frac{v_\Theta}{r} \frac{\partial \rho}{\partial \Theta} + \frac{\rho}{r} \frac{\partial v_\Theta}{\partial \Theta} + D_1 \quad (\text{A.22})$$

$$C_2 = \frac{v_\Theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \Theta} + D_2 \quad (\text{A.23})$$

$$C_3 = \frac{v_\Theta}{r} \frac{\partial v_\Theta}{\partial \Theta} + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \Theta} + D_3 \quad (\text{A.24})$$

$$C_4 = \frac{v_\Theta}{r} \frac{\partial v_\Phi}{\partial \Theta} + D_4 \quad (\text{A.25})$$

$$L_1 = \frac{v_r - v_{\text{sound}}}{2v_{\text{sound}}^2} \left(\frac{\partial p}{\partial r} - \rho v_{\text{sound}} \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \quad (\text{A.26})$$

$$L_2 = \frac{v_r}{v_{\text{sound}}^2} \left(v_{\text{sound}}^2 \frac{\partial \rho}{\partial r} - \frac{\partial p}{\partial r} \right) \quad (\text{A.27})$$

$$L_3 = v_r \frac{\partial v_\Theta}{\partial r} \quad (\text{A.28})$$

$$L_4 = v_r \frac{\partial v_\Phi}{\partial r} \quad (\text{A.29})$$

$$L_5 = \frac{v_r + v_{\text{sound}}}{2v_{\text{sound}}^2} \left(\frac{\partial p}{\partial r} + \rho v_{\text{sound}} \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \quad (\text{A.30})$$

$$D_1 = \frac{2}{r} \rho v_r + \frac{\cot \Theta}{r} \rho v_\Theta \quad (\text{A.31})$$

$$D_2 = -g_r^{\text{ext}} - \frac{v_\Theta^2 + v_\Phi^2}{r} \quad (\text{A.32})$$

$$D_3 = -g_\Theta^{\text{ext}} + \frac{v_r v_\Theta}{r} - \frac{\cot \Theta}{r} v_\Phi^2 \quad (\text{A.33})$$

$$D_4 = -g_\Phi^{\text{ext}} + \frac{v_r v_\Phi}{r} + \frac{\cot \Theta}{r} v_\Theta v_\Phi \quad (\text{A.34})$$

Polare Richtung:

$$\mu_1 = v_\Theta - v_{\text{sound}}, \mu_2 = \mu_3 (= \mu_4) = v_\Theta, \mu_5 = v_\Theta + v_{\text{sound}} \quad (\text{A.35})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + M_1 + M_2 + M_5 + C'_1 = 0 \quad (\text{A.36})$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + M_3 + C'_2 = 0 \quad (\text{A.37})$$

$$\frac{\partial v_\Theta}{\partial t} - \frac{v_{\text{sound}}}{\rho} M_1 + \frac{v_{\text{sound}}}{\rho} M_5 + C'_3 = 0 \quad (\text{A.38})$$

$$\frac{\partial v_\Phi}{\partial t} + M_4 + C'_4 = 0 \quad (\text{A.39})$$

$$M_1 = \frac{v_\Theta - v_{\text{sound}}}{2v_{\text{sound}}^2 r} \left(\frac{\partial p}{\partial \Theta} - \rho v_{\text{sound}} \frac{\partial v_\Theta}{\partial \Theta} \right) \quad (\text{A.40})$$

$$M_2 = \frac{v_\Theta}{rv_{\text{sound}}^2} \left(v_{\text{sound}}^2 \frac{\partial \rho}{\partial \Theta} - \frac{\partial p}{\partial \Theta} \right) \quad (\text{A.41})$$

$$M_3 = \frac{v_\Theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \Theta} \quad (\text{A.42})$$

$$M_4 = \frac{v_\Theta}{r} \frac{\partial v_\Phi}{\partial \Theta} \quad (\text{A.43})$$

$$M_5 = \frac{v_\Theta + v_{\text{sound}}}{2v_{\text{sound}}^2 r} \left(\frac{\partial p}{\partial \Theta} + \rho v_{\text{sound}} \frac{\partial v_\Theta}{\partial \Theta} \right) \quad (\text{A.44})$$

$$C'_1 = v_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial v_r}{\partial r} + D_1 \quad (\text{A.45})$$

$$C'_2 = v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + D_2 \quad (\text{A.46})$$

$$C'_3 = v_r \frac{\partial v_\Theta}{\partial r} + D_3 \quad (\text{A.47})$$

$$C'_4 = v_r \frac{\partial v_\Phi}{\partial r} + D_4 \quad (\text{A.48})$$

$$(\text{A.49})$$

A.3.2 Nichtreflektierende Randbedingungen

Bei zeitabhängigen Problemen (und im allgemeinen auch stationären) Problemen bietet das Konzept der nichtreflektierenden Randbedingungen die Möglichkeit, Reflektionen aus dem Rechenbereich laufender Wellen am Rand und das Einlaufen von Störungen durch diesen zu verhindern. Die Annahme derartiger Bedingungen am Rand ist auch dann sinnvoll, wenn die Lösung außerhalb des Rechengebietes unbekannt ist und einlaufende Störungen unterdrückt werden sollen.

Hedstrom (1979) formulierte nichtreflektierende Randbedingungen in folgender Weise: *Die Amplituden einlaufender Wellen werden an den Rändern mit der Zeit konstant gehalten.* Dies ist identisch mit der Aussage, daß *keine einlaufenden Wellen* auftreten, da Wellen geradezu durch Änderungen der Amplitude – wenn der Ort fest gewählt ist – charakterisiert sind. Mathematisch lautet diese Bedingung am Rand in Bezug auf die Wellenamplitude :

$$\frac{dV_i}{dt} = 0 \quad i = 1 \dots m, \quad (\text{A.50})$$

bzw. für diejenigen Wellen, deren charakteristische Geschwindigkeiten *in* das Rechengebiet gerichtet sind und deren Einströmung verhindert werden soll³

$$\mathbf{1}_i^T \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{1}_i^T \mathbf{C} = 0. \quad (\text{A.51})$$

³Diese Gleichung folgt aus: $dV_i/dt = \mathbf{1}_i^T \partial \mathbf{U} / \partial t + \mathbf{1}_i^T \mathbf{C}$.

Damit läßt sich eine Gleichung angeben, die für *einlaufende* Wellen auf Gl. (A.51) reduziert und für *auslaufende* Wellen die *ursprüngliche* Form (Gl. (A.11)) behält:

$$\mathbf{I}_i^T \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + n L_i + \mathbf{I}_i^T \mathbf{C} \quad \begin{cases} n = 1 & \text{für auslaufende Wellen} \\ n = 0 & \text{für einlaufende Wellen} \end{cases} \quad (\text{A.52})$$

Die \mathbf{I}_i^T lassen sich aus der Koeffizientenmatrix \mathcal{A} (s.o.) bestimmen. Je nachdem, ob nun die Wellen ein- oder auslaufen, erhält man unterschiedliche Werte der zeitlichen Ableitung der primitiven Variablen $\partial \mathbf{U} / \partial t$, mit denen man in der oben beschriebenen Weise die Variablen ρ , v_x , v_y , etc. am Rand bis zum nächsten Zeitpunkt integrieren kann. Im Falle auslaufender Wellen sind die L_i am Rand durch *einseitige innere* Differentiale zu berechnen, um die Stabilität der Strömung zu gewährleisten.

A.4 Modifizierte force multiplier-Parametrisierung

Die Formulierung der Non-LTE-Physik, die wir in Kap. 4.4 beschrieben haben, liefert für B-Überriesen mit $\log L/L_\odot \lesssim 5.5$ im allgemeinen einen modifizierten Windimpuls $\dot{M} v_\infty R_*^{1/2}$, der um bis zu 1 dex über den beobachteten Werten liegt. Eine Möglichkeit, die diese Diskrepanz größenordnungsmäßig aufheben könnte, wurde von R.-P. Kudritzki vorgeschlagen (persönliche Mitteilung). Es handelt sich dabei um eine Korrektur des Parameters $k_0 = k_{\text{CAK}}$, die den Beitrag *starker* Linien mit $\tau_S > 1$ an jedem Tiefenpunkt unterdrückt. Die diesem Vorgehen unterliegende Hypothese geht davon aus, daß die Anzahl starker Linien in *dünnere*n B-Sternwinden wesentlich geringer ist als in O-Sternwinden. Ein großer Bruchteil dieser starken Linien sollte bereits durch *photosphärische Absorption* unterdrückt werden. Das kann entweder aufgrund von Selbstabschattung (d.h. die Photonen werden bereits in derjenigen Linie abgeblockt, in der sie an sich den Wind beschleunigen sollten) oder aufgrund von Abschattung durch andere photosphärische Linien (nahezu) gleicher Wellenlänge geschehen.

Die Ableitung der Korrektur für k_0 geht von Gl. (4.37) (für $\kappa_{\text{max}} \rightarrow \infty$) aus: Das Integral für \bar{g}^{lines} läßt sich in den Anteil schwacher ($\tau_S < 1$) und starker ($\tau_S \geq 1$) Linien aufspalten:

$$\int_0^\infty (\dots) dk_L \rightarrow \int_0^{k_1} (1 - e^{-\tau_S}) k_L^{\alpha-2} dk_L + \int_{k_1}^\infty (1 - e^{-\tau_S}) k_L^{\alpha-2} dk_L \quad (k_1 = k_L(\tau_S \equiv 1)). \quad (\text{A.53})$$

Nähert man den Ausdruck $(1 - e^{-\tau_S})$ durch τ_S (für $\tau_S \ll 1$) bzw. 1 (für $\tau_S \gg 1$), so folgt nach einigen Umformungen:

$$\int_0^\infty (\dots) dk_L \approx \frac{1}{\alpha} t^{1-\alpha} + \frac{1}{1-\alpha} t^{1-\alpha}. \quad (\text{A.54})$$

Damit ergibt sich für den force multiplier $M(t_r)$ (in Punktsternnäherung):

$$M(t_r) = N_0 \underbrace{\frac{v_{\text{therm}}}{c} \Gamma(\alpha) \int_0^\infty \frac{L_\nu}{L} f(\nu) d\nu}_{k_{\text{CAK}}} t_r^{-\alpha} \frac{1}{\Gamma(\alpha)} \left\{ \frac{1-\alpha}{\alpha} + 1 \right\}. \quad (\text{A.55})$$

Der erste Term in den Klammern betrifft den Beitrag der schwachen Linien, und der zweite den der starken. Mit $\Gamma(\alpha) \approx 1/\alpha$ folgt unter der Annahme, daß die starken Linien in der Photosphäre abgeblockt werden:

$$M(t) = k_{\text{CAK}}(1 - \alpha) t^{-\alpha}. \quad (\text{A.56})$$

Also besteht die Korrektur darin, k_{CAK} durch $k_{\text{CAK}}(1 - \alpha)$ zu ersetzen.

Mit Hilfe dieser Näherung gelingt im B- und A-Stern-Bereich zumindest eine bessere Reproduktion des beobachteten Windimpulses, wenngleich auch dadurch die derzeitige Diskrepanz zwischen Theorie und Beobachtung noch nicht völlig aufgehoben werden kann.

Danksagung

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Priv. Doz. Dr. Joachim Puls für die engagierte Betreuung dieser Arbeit, die durch das von ihm initiierte DFG-Projekt (Pu-117/2) erst möglich geworden ist. Ihm verdanke ich einen wesentlichen Teil meiner wissenschaftlichen Ausbildung.

Herrn Prof. Dr. Rolf-Peter Kudritzki danke ich für die finanzielle Unterstützung in der Anfangs- und Endphase meiner Promotionszeit und dafür, daß er mir die Teilnahme am 27. Saas-Fee-Kurs 1997 in Les Diablerets ermöglicht hat.

Herrn Dr. Achim Feldmeier ist es zu verdanken, daß ich einen schnellen Einstieg in das Gebiet der nichtstationären (numerischen) Hydrodynamik gefunden habe. Durch zahlreiche Diskussionen wurden viele erste Hindernisse aus dem Weg geschafft.

Herrn Dr. Uwe Springmann danke ich dafür, daß er mir den von ihm entwickelten Non-LTE Code überlassen hat und in der Einarbeitungsphase ein steter Ansprechpartner war.

Herrn Prof. Dr. Stan Owocki gilt mein Dank für die freundschaftliche Zusammenarbeit und sein reges Interesse an dieser Arbeit. Seine Gastfreundschaft und die Zeit am Bartol Research Institute der University of Delaware werde ich in guter Erinnerung behalten.

Herrn Dr. Alex Fullerton danke ich für zahlreiche Diskussionen über die Beobachtung heißer Sterne und seine Hilfsbereitschaft in vielerlei Hinsicht.

Auch gilt Herrn Dr. Lex Kaper für zahlreiche Beobachtungsdaten mein Dank.

Herr Dipl. Phys. Norbert Przybilla berechnete für mich mehrere *hundert* Modellatmosphären, wofür ich mich *vielmals* bedanke.

Die letzten Jahre haben aber auch eine bemerkenswerte Bereicherung durch meine Zimmerkollegen Dr. Rudi Gabler und Dr. Stephan Haser erfahren. Rudi habe ich zahlreiche gute Ratschläge zu verdanken und sofortige Hilfe bei Problemen mit den Rechnern. Mit Stephan hat in den letzten zwei Jahren nach seinem Fortgang vom Institut eine intensive Korrespondenz via e-Mail so manch schöne Stilblüte und Erkenntnis zu Tage gefördert („?“ „, ‘Ullc!’“).

Letztendlich wäre diese Arbeit ohne die Unterstützung meiner Eltern nicht möglich gewesen. Ohne ihren steten Zuspruch wäre ich wohl nicht bis hierher gekommen. Deshalb möchte ich ihnen diese Arbeit widmen.

Lebenslauf

Name: Peter Bernt Petrenz
Geboren am: 31.03.1969
in: München

Eltern: Dr. Werner Petrenz
Beruf: Facharzt für Radiologie
geboren am 22.08.1920 in Malschwitz

Ulrike Petrenz
Beruf: Hausfrau
geboren am 07.07.1944 in Mährisch-Schönberg

Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: deutsch

Berufsausbildung

1975 - 1979: Grundschule Landshut-Hofberg
1979 - 1988: Hans-Carossa-Gymnasium Landshut
20.06.1988: Abitur
1988 - 1994: Studium der Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München
11.10.1994: Abschluß als Diplomphysiker
1995-1999: Promotion an der Universitäts-Sternwarte München

Sonstige Tätigkeiten

WS 1991/1992: Vorlesungs- und Übungsbetreuung
am Lehrstuhl Prof. Dr. Fritsch (Fakultät für Mathematik der
Ludwig-Maximilians-Universität München)
März/April 1992: Werkstudent bei Siemens AG München-Neuperlach